Quantum Chem. Library
NOV 13 1924

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.20, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

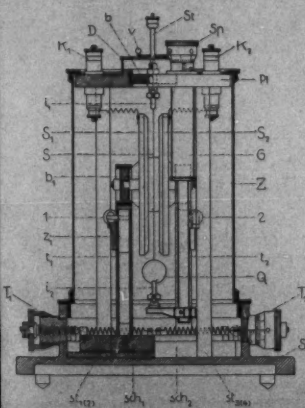
Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 18. Leipzig, 15. September 1924. No. 670. Printed in Germany. **25. Jahrgang.**

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

DIE KAUFMÄNNISCHE INVENTUR
Gesetzliche Vorschriften
Organisation, Aufnahme, Inventarbücher, Aufnahmebogen, Bewertung, Verfahren und Handelsbrauch, Abschreibung einschl. Tabelle über zulässige Abschreibungssätze. Reserven, Rückstellungen, Rücklagen, schwebende Engagements usw.
von Johannes Schreier
52 Seiten — Preis 1.— Gm.

BILANZ-POLITIK
Buch- u. Bilanz-Operationen hinsichtl. der Aufmachung, Frisierung, Schönung, Verschleierung u. Fälschung der Bilanz sowie hinsichtl. der Bewertung, Abschreibung, Bildung von Reserven u. Rückstellungen, Gewinnverteilung u. Dividendenausschüttung
von Bücherrevisor Joh. Schreier
32 Seiten broschiert — Preis —.75 Gm.

BILANZTYPEN
Roh-, Probe-, Umsatz-, Verkehrs-, Erfolgs-, Betriebs-, Vermögens-, Zwischen-, Liquidations-, Fusions- und Konkurs-Bilanzen mit erläuterter Abschluß- und Bilanz-Tabelle für die Aufstellung der Jahresbilanz nebst Gewinn- und Verlustrechnungen bei doppelter Buchführung
von Bücherrevisor Joh. Schreier
Beispiele aus der Praxis — Preis —.50 Gm.

FABRIKATION UND VERKAUF
Neue Wege zur Förderung der Produktion und Hebung des Absatzes
von Dr. Kurt Th. Friedländer
140 Seiten broschiert — Preis 1.25 Gm.

DIE ORGAN. BETRIEBSFÜHRUNG FÜR MASCHINENFABRIKEN
Praktischer Wegweiser zur Produktionssteigerung und Verbilligung auf betriebsorganisatorischem Wege
von Fritz Fabisch
44 Seiten und 22 Vordrucke mit Tasche — Preis 1.25 Gm.

HANDBUCH ZUR SELBSTKOSTENBERECHNUNG FÜR HOLZBEARBEITUNGSBETRIEBE
von Fritz Fabisch
64 Seiten und 27 Vordrucke — Preis 1.25 Gm.

BILANZ-STATISTIK
Vermögens-, Gewinn- und Verlust-, Gewinnverteilungs-, Abschreibungs-, Umsatz-, Liquiditäts- und Rentabilitäts-Statistik in tabellarischer und graphischer Form
von Johannes Schreier
25 Seiten broschiert — Preis —.75 Gm.

DIE KARTEI
ihre Anlage und Führung
Ein Handbuch für den praktischen Gebrauch
von Victor Vogt
Neu bearbeitet von Dr. Porstmann
92 Seiten broschiert — Preis 1.50 Gm.

Bestellungen werden gegen Vorausbezahlung oder Nachnahme ausgeführt
ZU BEZIEHEN DURCH „ORGANISATION" VERLAGSGES. M. B. H., BERLIN W 35
Postscheck-Konto 22868

S. HIRZEL IN LEIPZIG

C. Runge
o. Prof. a. d. Univers. Göttingen

Vektoranalysis

Band I: Die Vektoranalysis des dreidimensionalen Raumes. VIII u. 195 S. Groß-8°. 1919.

Preis: Gm. 5.—, $ 1.20, geb. Halbleinen Gm. 7.—, $ 1.65.

Band II befindet sich in Vorbereitung.

Runges Darstellung ist meisterhaft. Die beiden ersten Kapitel behandeln die Vektoren und Plangrößen nebst den Regeln zu ihrer Differentiation und Integration. Das äußere und das vektorielle Produkt werden sauber unterschieden, Ergänzung eines Vektors und Ergänzung einer Plangröße werden eingeführt, desgleichen der Nabla-Vektor und seine Ergänzung. Der Graßmannsche Gedanke wird zur Geltung gebracht. Das dritte Kapitel handelt von den Tensoren und dürfte ganz besonderer Beachtung sicher sein. Das Buch kann Mathematikern sowohl wie Physikern und Technikern aufs angelegentlichste empfohlen werden.
(Elektrotechnische Zeitschrift.)

Verlag von S. HIRZEL in LEIPZIG

FLIEGER-KRAFTLEHRE
von
OTTO WIENER
Mit 170 Abbildungen
Preis: Gm. 5.—, $ 1.20, geb. Gm. 6.—, $ 1.45

Der angesehene Physiker an der Leipziger Universität bietet hier ein Werk, das im Gegensatz zu den bisher vorhandenen Büchern die grundlegenden Vorgänge, deren Verständnis für den Flieger wichtig ist, ohne verwickelte Formeln und unter tunlichster Vermeidung von Fremdwörtern allgemeinverständlich klarlegt. Dem Physiker, der sich rasch über die Flugfrage unterrichten will, sei das Buch warm empfohlen.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 18. 15. September 1924. Redaktionsschluß für No. 20 am 5. Oktober 1924. 25. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Zenneck, Über ein System, das auf gedämpfte Schwingungen anders reagiert als auf ungedämpfte. S. 441.

G. Stetter, Leitfähigkeitsmessungen an Marmor. S. 441.

M. Holtzmann, Eine neue Methode zur Bestimmung der Temperatur des Taupunktes. S. 443.

Zusammenfassende Berichte:

A. Wigand, Die durchdringende Höhenstrahlung. S. 445.

Besprechungen:

H. Reichenbach, Axiomatik der relativistischen Raum-Zeit-Lehre. S. 463.

R. Rüdenberg, Elektrische Schaltvorgänge und verwandte Störungserscheinungen in Starkstromanlagen. S. 464.

I. Peters, Die mathematischen und physikalischen Grundlagen der Musik. S. 464.

A. C. Elsbach, Kant und Einstein. S. 464.

Berichtigung. S. 464.

Personalien. S. 464.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über ein System, das auf gedämpfte Schwingungen anders reagiert als auf ungedämpfte.

Von J. Zenneck[1]).

Die atmosphärischen Störungen in der drahtlosen Telegraphie, durch die die Empfangsantennen zu gedämpften Schwingungen angestoßen werden, haben die Frage aufgebracht, ob es nicht Systeme gibt, die auf gedämpfte Schwingungen prinzipiell anders reagieren als auf ungedämpfte.

Ein System, das diese Eigenschaft besitzt, ist ein Schwingungskreis mit einer Eisenkernspule. Die Eigenfrequenz eines solchen hängt bekanntlich von der Amplitude der Schwingung in ihm ab. Man kann deshalb einen solchen Kreis wohl in Resonanz bringen mit einem ungedämpft schwingenden Primär-System, da dann im Kreis eine Amplitude von bestimmter Größe hervorgerufen wird. Läßt man aber ein gedämpftes Primär-System auf den Kreis wirken, so ändert sich die Amplitude in ihm während des Ablaufs der Schwingungen. Es kann also der Kreis niemals während des ganzen Ablaufs der Schwingungen in Resonanz mit dem Primär-System sein.

Gegen die praktische Verwendung eines Kreises mit Eisenkernspule scheinen zwei Bedenken zu bestehen.

1. Infolge der Eisenverluste sind seine Eigenschwingungen so stark gedämpft, daß eine wirksame Ausnützung von Resonanzeffekten unmöglich wird. Dieses Bedenken fällt weg, seitdem man in der Rückkoppelung mit einer Elektronenröhre das Mittel hat, um das Dekrement irgendeines Schwingungskreises beliebig klein zu halten.

2. Die Abhängigkeit der Eigenfrequenz eines Schwingungskreises mit einer Eisenkernspule von der Stromamplitude tritt erst ein bei solchen Amplituden, welche die Magnetisierung des Eisenkerns über das Knie der Magnetisierungskurve treiben. Die Verwendung eines solchen Kreises scheint also nur da möglich, wo verhältnismäßig große Stromstärken zur Verfügung stehen. Dieses Bedenken ist hinfällig, seitdem man Eisennickellegierungen kennt, deren Sättigung schon bei Feldern unterhalb eines Gauß liegt.

Versuche über diese Frage sind im hiesigen Institut in Gang. Ich hoffe über ihr Ergebnis in kurzem berichten zu können.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 1. September 1924.)

1) Nach einer Mitteilung in der Bayerischen Akademie der Wissenschaften vom 21. Juni 1924.

Leitfähigkeitsmessungen an Marmor.

Von Georg Stetter.

Im Verlaufe anderer Arbeiten brauchte ich einen hohen elektrischen Widerstand; als Material schien mir Marmor zunächst geeignet. Da aber die Angaben über dessen spezifischen Widerstand außerordentlich verschieden sind, erschienen eigene Messungen nötig. Dabei ergab sich sofort eine so erhebliche Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Feuchtigkeit, daß diese zum speziellen Gegenstand der Untersuchung gemacht wurde. Daß eine solche Abhängigkeit überhaupt bestehe, war ja von vornherein anzunehmen; der Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf die Oberflächenleitfähigkeit der Isolatoren (auch pulverförmiger Substanzen) ist

ja, längst bekannt, auch in neuerer Zeit mehrmals untersucht worden[1]).

In wie weiten Grenzen auch die „Volumsleitfähigkeit" des Marmors von der Feuchtigkeit abhängt, dafür sollen im folgenden Zahlen angegeben werden. Das Material war schöner, weißer Marmor ohne fremde Einsprengungen und sichtbare amorphe Beimengungen. Solche Fremdbestandteile verändern ja (vermehren meist) die Leitfähigkeit des Marmors, aber in viel geringerem Maße als der Feuchtigkeitsgehalt.

Die zu untersuchende Platte wurde wie gewöhnlich zur Messung hergerichtet (sorgfältige Graphitierung, z. T. gepolsterte Stanniolelektroden, zweifacher Schutz gegen Oberflächenleitung). Die ganze Anordnung wurde einmal in feuchtigkeitsgesättigte, bei einem zweiten Versuch in trocken gehaltene Luft gebracht und der Widerstand mit Spiegelgalvanometer, bzw. elektrometrisch gemessen.

Zunächst betrug der spezifische Widerstand, da die Außenluft gerade ziemlich trocken war, $2{,}6 \cdot 10^{13}\,\Omega$, sank dann (Versuch I) innerhalb eines Tages auf den hundertsten Teil, um im Verlaufe von weiteren 7 Tagen immer langsamer auf $1{,}5 \cdot 10^{10}\,\Omega$ abzufallen, wo er bei Beobachtung durch weitere 11 Tage ziemlich konstant blieb. Geringe Schwankungen stellten sich als Folgen von Veränderungen der Außentemperatur heraus. Das Absinken des Oberflächenwiderstandes, der separat gemessen wurde, zeigte, abgesehen von einem kleinen Vorsprung im Anfang, einen ganz ähnlichen Verlauf. Das beweist, daß das Eindringen des Wasserdampfes in die Poren des Steins ziemlich rasch erfolgt (einige Stunden bei einer Platte $83 \times 64 \times 22$ mm), während die Lösung, bzw. chemische Veränderung nur langsam vor sich geht. Es ist ja bei Anwesenheit von Kohlensäure mit der Bildung von leicht löslichem Bikarbonat $[Ca(HCO_3)_2]$ zu rechnen, das dann die Leitfähigkeit erhöht. Nach Einführung frischer Luft (somit auch CO_2) zeigte sich daher auch ein weiterer Abfall des Widerstandes auf $4{,}2 \cdot 10^9\,\Omega$.

Versuch II (trockene Luft) ergab während 3tägiger Beobachtung umgekehrt ein zuerst rasches, dann langsameres Ansteigen des spezifischen Widerstandes, wobei der zuletzt gemessene Wert $1{,}1 \cdot 10^{13}\,\Omega$ war. Dabei sank die Oberflächenleitfähigkeit gleich im Anfang sehr rasch und wurde nach einer halben Stunde schon unmerkbar. Um nun zu einem Endwert zu kommen und da es auch nicht sicher war, ob sich auf diesem Wege eine völlige Wasserfreiheit erreichen lasse, wurde darauf der Versuchsblock durch 3 Stunden in siedendem Paraffin gebadet, wodurch wohl eine vollständige Entwässerung erreicht wird. Um mich von dem Eindringen des Paraffins zu überzeugen, zertrümmerte ich nach dem Versuch den Block und konnte das Paraffin an Stücken aus dem Innern nachweisen. Die Widerstandsmessung ergab ca. $10^{16}\,\Omega$. Durch das Paraffinieren neu hinzugekommene Übergangswiderstände können hier eine gewisse Rolle gespielt haben. Der physikalisch richtige Wert des spezifischen Widerstandes von Marmor als kristallinischer Form von $CaCO_3$ liegt jedenfalls höher als $1{,}1 \cdot 10^{15}$ (da die Kurve dort noch steigende Tendenz hat) und unter $10^{16}\,\Omega$, kann somit mit ca. $5 \cdot 10^{15}\,\Omega$ pro Zentimeterwürfel angegeben werden. Eine genauere Bestimmung ist wegen der Verschiedenheit des Materials ohnehin nicht möglich.

G. v. Hevesy[1]) hat genaue Widerstandsmessungen an Marmor, aber nur bei höheren Temperaturen, ausgeführt. Der steile Anstieg des Widerstandes mit fallender Temperatur ist jedenfalls bemerkenswert und ließ schon einen sehr hohen Wert für Zimmertemperatur (bei meinen Messungen 25° C) erwarten. Den höchsten Wert unter den bisherigen Angaben gibt H. Löwy[2]) an, nämlich $> 10^{11}\,\Omega$ für verschiedene Kalkgesteine im trockenen Zustande, also auch nur eine untere Grenze.

Was ich im Anfang als „Volumsleitung" bezeichnet habe, ist, solange Feuchtigkeit vorhanden ist, im Grunde auch nichts anderes als Oberflächenleitung, nämlich an den Wandungen der den Stein nach allen Richtungen durchziehenden feinen Poren. Unter der Einwirkung der Luftfeuchtigkeit überziehen sich die Wände dieser Kapillaren mit einer leitenden Haut, ohne daß sich diese selbst mit Wasser füllen. Wenn man nämlich dafür sorgt, daß letzteres eintritt, indem man den Marmor einige Zeit ins Wasser legt, so erhält man einen spezifischen Widerstand von nur ca. $10^6\,\Omega$! Daß hier nur eine beiläufige Angabe möglich ist, hat seinen Grund darin, daß sich der Widerstand mit der angelegten Spannung (hier 1—100 Volt) in der bekannten Weise ziemlich stark ändert, was bei den hohen Widerstandswerten trockenen Marmors nur in sehr geringem Maße der Fall ist.

Der letzte, niedrige Wert muß — abgesehen von der Oberflächenleitung, die, wenn sie nicht verhindert wird, in der Regel viel mehr ausmacht — bei der elektrotechnischen Verwendung

1) z. B. Goddard, Phys. Rev. **28**, 40—428, 1909; Lunelund, Ofvers Finsk. Förhandl. 55, Nr. 13, 1913; Curtis, Journ. Wash. Acad. **4**, 492—494, 1914; Bull. Bur. of Standard **11**, 359—420, 1915 (Beibl. Ann. d. Phys., Bd. 39 u. 40).

1) Zeitschr. f. Phys. **10**, 80, 1922.
2) Ann. d. Phys. **36**, 125—133, 1911.

des Marmors (Schalttafeln) schon beachtet werden. Jedoch ist die Sache aus dem Grunde weniger gefährlich, weil auch bei mäßig feuchter Luft die Verdampfung aus den Poren rascher vor sich geht als die Aufsaugung, etwa aus einem feuchten Grunde, erfolgt.

Bei den Messungen am feuchten Stein wurde noch eine Erscheinung beobachtet, die unter anderen schon von Kohlrausch und Heydweiller[1]) an sehr verdünnten Lösungen bemerkt und auch erklärt worden ist: bei längerem Stromdurchgang sank die Leitfähigkeit bis auf ca. $^1/_{1000}$; bei Polwechsel tritt eine geringe Steigerung, dann wieder Abfall ein (bei Schalttafeln Pole womöglich nicht wechseln!). Es findet eine Reinigung des Wassers von den gelösten Bestandteilen statt. Jedoch dürfte auch Kataphorese dabei eine Rolle spielen, da es nach dem Öffnen des Stromes nur zu einer teilweisen Erholung kommt. Ferner erreicht oberflächlich gut befeuchteter Marmor bei dauernd angelegter Spannung viel rascher den vollen Wert seiner Leitfähigkeit, wobei das Galvanometer ruckweise hinaufschnellt, offenbar das kataraktartige Vordringen des Wassers durch enge Stellen der Kapillaren anzeigend.

Leitfähigkeitsmessungen können so auch über die Konstitution des Gesteins Auskunft geben; z. B. läßt sich aus der Beziehung zwischen Oberflächen- und „Volums"leitfähigkeit in Verbindung mit Gewichtsbestimmungen des trockenen und feuchten Marmors[2]) unter gewissen vereinfachenden Annahmen leicht ausrechnen, daß der hier untersuchte Marmor von Kapillaren vom (durchschnittlichen!) Querschnitt $q = 15 \cdot 10^{-8}$ cm² durchzogen ist; auf 1 cm² Querschnitt kommen 730 dieser feinen Öffnungen. Die Leitfähigkeit des feuchten (wassergesättigten) Steins statt der Gewichtsbestimmung heranzuziehen, ist wegen der Unbestimmtheit des Bodenkörpers der in den Poren befindlichen Lösung nicht möglich; allenfalls kann umgekehrt auf diesen geschlossen werden. Auch eine Bestimmung der Korngröße ist nach obigen Angaben möglich, jedoch soll hier auf solche Berechnungen nicht näher eingegangen, sondern nur auf die Möglichkeiten, die die Methode zur Untersuchung von Gesteinen bietet, hingewiesen werden.

1) Wied. Ann. **53**, 209, 1894 u. **54**, 385, 1895.

2) Der untersuchte Marmor nimmt ca. $^1/_{3000}$ seines eigenen Gewichtes an Wasser auf.

Wien, II. phys. Inst. d. Universität, Juli 1924.

(Eingegangen 4. August 1924.)

Eine neue Methode zur Bestimmung der Temperatur des Taupunktes.

Von Mark Holtzmann.

1. Die übliche Methode der Bestimmung der Temperatur des Taupunktes beruht auf der Beobachtung der Momente des Erscheinens und des Verschwindens eines Wasserdampfbeschlages auf einer polierten Oberfläche. Jedoch leiden die nach diesem Prinzip konstruierten Hygrometer, sowie die Methode selbst, an folgenden Übelständen: erstens ist die Bestimmung des Zeitpunktes des Erscheinens und des Verschwindens des Niederschlages in hohem Maße subjektiv; zweitens aber darf bei Präzisionsmessungen die Differenz zwischen der am Thermometer abgelesenen und der wirklichen Temperatur der Oberfläche, an der sich der Niederschlag bildet, nicht mehr vernachlässigt werden.

Im Zusammenhang mit einer von mir unternommenen Untersuchung der Bedingungen der Kondensation des Wasserdampfes an einer abgekühlten Oberfläche ist es mir gelungen, eine Methode zur genaueren Bestimmung des Taupunktes zu finden und einen neuen Typus des Hygrometers zu konstruieren.

Das Wesen der Methode besteht im folgenden:

Es sei AB ein Metallstab mit gutem Wärmeleitvermögen und mit einer spiegelnden Oberfläche. Seine beiden Enden A und B werden auf konstanten Temperaturen t_A bzw. t_B gehalten, wobei $t_A < t_B$ ist und die Temperatur t_0 des Taupunktes innerhalb des Intervalles (t_A, t_B) liegt.

Es ist klar, daß infolge einer stetigen Temperaturabnahme längs des Stabes ein Teil des letzteren, nämlich derjenige von A bis zu einem gewissen, dem Taupunkt entsprechenden Querschnitt C[1]) sich mit einem Taubeschlage allmählich abnehmender Dicke bedecken wird.

Die Aufgabe reduziert sich auf die Bestimmung der Temperatur der Oberflächenschicht des Stabes längs der dem Querschnitt C entsprechenden Grenzlinie.

Diese Temperatur wird mit Hilfe eines Thermoelements bestimmt. Damit man aber die Temperatur gerade der Oberflächenschicht des Stabes an der betreffenden Stelle finden könne, wird als eine der Lötstellen des Thermoelements eben diese Oberflächenschicht verwendet, d. h. die einen Enden der dünnen Drähtchen des Thermoelements sind sorgfältig an die äußere Oberfläche des Stabes AB längs des Querschnittes C angelötet.

1) Die Temperatur der Oberfläche des Stabes in C muß gleich t_0 sein.

Nach dem soeben besprochenen Prinzip wurden von mir zwei Typen von Hygrometern ausgearbeitet. Ein Hygrometer des ersten Typus ist bereits konstruiert und wird im Laboratorium für experimentelle Geophysik des Physikalischen Zentralobservatoriums verwendet; die Konstruktion des anderen Hygrometers ist noch nicht vollendet.

2. Erster Typus. Das Wesentliche seiner Einrichtung ist in der Fig. 1 angedeutet.

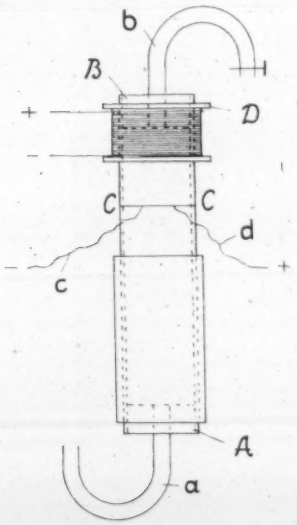


Fig. 1.

AB ist ein kupfernes Rohr von 15 cm Länge und 2 cm innerem Durchmesser; die Dicke der Wände beträgt 1 mm. Beide Enden des Rohres sind zugepfropft; durch beide Pfropfen gehen kleine Röhrchen a und b hindurch, durch welche von unten nach oben (von A zu B) die abkühlende Flüssigkeit hindurchströmt. Die äußere Fläche des Rohres ist poliert und längs des Querschnittes C ist ein feiner Strich aufgetragen. Auf dem oberen Ende B ist eine Spule D mit einem darauf aufgewickelten isolierten Draht angebracht; der Draht wird mit Hilfe eines elektrischen Stromes erwärmt. Die Geschwindigkeit des Flüssigkeitsstromes wird mit einem Hahn reguliert; die Stärke des in entgegengesetzter Richtung (von der Spule aus) fließenden Wärmestromes wird durch die Änderung des Widerstandes reguliert, welcher in den die Spule speisenden elektrischen Strom eingeschaltet ist.

Indem man den Flüssigkeits- und den Wärmestrom reguliert, kann man die Grenze des Taubeschlages bis zu der dem Querschnitt C entsprechenden Linie verrücken, wo die an die Oberfläche des Rohres angelöteten Drähtchen c und d des Thermoelements sich befinden.

In diesem Moment wird das Galvanometer die Temperatur des Taupunktes angeben, oder vielmehr eine Temperatur, die sich von derjenigen des Taupunktes sehr wenig unterscheidet.

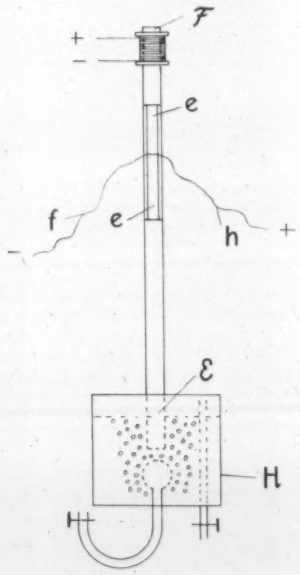


Fig. 2.

Das Thermoelement wurde folgendermaßen graduiert. Das Rohr AB (d. h. eine der Lötstellen des Thermoelements) wurde in ein Gefäß mit fortwährend umgerührtem Wasser getaucht, dessen Temperatur um je $^1/_2$ Grad geändert wurde, wobei die Temperatur der anderen Lötstelle konstant blieb; die Angaben des Galvanometers wurden nach der gewöhnlichen Methode der Spiegelablesung registriert.

Um möglichst genaue Resultate zu erhalten, muß man bei den Messungen die nötigen Manipulationen in folgender Reihenfolge verrichten und folgende Regeln beachten. 1. Den die Heizspule speisenden Strom einschalten, so daß sie merklich warm wird. 2. Vorsichtig die abkühlende Flüssigkeit (deren Temperatur um

etwa 2—3° unter dem Taupunkt sein muß) solange strömen zu lassen, bis sich auf der Oberfläche ein sehr schwacher Beschlag gebildet hat, der etwas über die durch den Strich angedeutete Stelle reicht. 3. Den Flüssigkeitsstrom ausschalten und den erwärmenden Strom abschwächen; während die Grenze des Taubeschlages allmählich sinkt, muß man endlich, in dem Moment, wo diese Grenze mit dem aufgetragenen Strich eben zusammenfällt, die Angabe des Galvanometers ablesen.

Bei genügender Übung und Sorgfältigkeit erhält man bei sukzessiven Messungen für die Temperatur des Taupunktes Zahlen, die voneinander nur um etwa 0,02—0,03° verschieden sind.

Dagegen unterscheidet sich die aus mehreren Versuchen mit dem soeben beschriebenen Hygrometer erhaltene relative Feuchtigkeit von der mit Hilfe des Aßmannschen Psychrometers ermittelten um 0,4 bis 0,6 Proz., welcher Unterschied hauptsächlich der Ungenauigkeit der Psychrometermessungen zuzuschreiben ist.

3. Zweiter Typus. Sondenhygrometer. Dieser Hygrometertypus, der jetzt eben konstruiert wird, ist hauptsächlich zur Messung der Temperatur des Taupunktes in einem kleinen geschlossenen Raume bestimmt; dabei ist er für Messungen im Falle geringer absoluter Feuchtigkeit geeignet.

Das Schema des Apparates ist aus der Fig. 2 ersichtlich.

Das eine Ende eines dünnen runden Silberstabes EF befindet sich in dem Gefäße H, welches Äther enthält, der langsam durch künstliche Verdampfung abgekühlt wird. Auf dem anderen Ende ist eine Heizspule angebracht.

Auf der Vorderseite des Stabes befindet sich ein hochpolierter flacher Ausschnitt ee. Dünne Drähtchen f und h, die ein Thermoelement bilden, sind an die Ebene ee längs einer bestimmten Geraden angelötet.

Die Wirkung des Apparates ist aus dem Vorhergehenden klar und bedarf keiner weiteren Erläuterungen.

Zur Bestimmung der Feuchtigkeit in einem kleinen geschlossenen Raume genügt es, in diesen Raum nur den Teil ee des Stabes einzuführen.

Petersburg (Leningrad), Laboratorium für experimentelle Geophysik des Physikalischen Zentralobservatoriums, 31. Juli 1924.

(Eingegangen 13. August 1924.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Die durchdringende Höhenstrahlung.

Von A. Wigand.

Inhalt: I. Vorbemerkung. — II. Historisches. — III. Meßverfahren. — IV. Eigenschaften. — V. Ursprung. — VI. Zusammenhang mit Erdfeldproblem. — VII. Aufgaben. — Literaturverzeichnis.

I. Vorbemerkung.

Die luftelektrische Forschung besitzt ein Problem, das in hohem Maße das Interesse des Physikers in Anspruch nimmt: die durchdringende Höhenstrahlung. In der Atmosphäre ist eine Strahlung vorhanden von so hohem Durchdringungsvermögen, daß man Grund hat, hier an eine Erweiterung des elektromagnetischen Spektrums über die härtesten γ-Strahlen der bekannten radioaktiven Substanzen hinaus zu glauben, falls, wie man meist annimmt, eine solche Wellenstrahlung hier vorliegt. Die physikalische Natur dieser Strahlung und ihre Entstehung gilt es aufzuklären.

Für die kosmische Physik, besonders die Geophysik, ist diese Strahlung von Bedeutung durch ihre vermutlichen Beziehungen zu Vorgängen auf der Sonne oder in bestimmten Teilen des Fixsternhimmels, durch mögliche Zusammenhänge mit Erdmagnetismus und Polarlicht in Verbindung mit der Sonnentätigkeit und durch das neue Licht, in das die noch ungeklärte Erhaltung des elektrostatischen Erdfeldes gerückt wird, wenn man die durchdringende Höhenstrahlung in Betracht zieht.

Es soll im Folgenden berichtet werden über die gesicherten Ergebnisse der experimentellen Erforschung der durchdringenden Höhenstrahlung und auch über die Hypothesen zur Frage ihres Ursprungs und ihrer Wirkung. Die durchdringende (γ-)Strahlung des Erdbodens und der untersten Schichten der Atmosphäre wird nur nebenbei zu behandeln sein.

II. Historisches.

1. Beobachtungen in der freien Atmosphäre.

Die Entdeckung der durchdringenden Höhenstrahlung durch Beobachtungen in der freien Atmosphäre vollzog sich so:

Bei einer Freiballonfahrt am 11. Dezember 1909 fand Gockel[12]) durch Beobachtung der Ionisation in einem abgeschlossenen Metallgefäß, daß die als Ionisator angenommene, die Gefäßwand von außen her durchdringende Strahlung in einer Höhe von 4,0—4,5 km lange nicht in dem Maße abnahm gegenüber dem Werte dieser Strahlung am Erdboden, wie man erwarten könnte, wenn sie als γ-Strahlung in der Hauptsache vom Erdboden ausginge. Bei zwei weiteren Ballonfahrten 1910 und 1911 hat Gockel[20]) dann diese Beobachtung bestätigt und erweitert, indem er feststellte, daß, nach anfänglicher Abnahme der Strahlung mit wachsender Höhe in den unteren Luftschichten, von 1,7—2,8 km Höhe die Strahlung mit der Höhe langsam zunahm. Daraus folgerte Gockel, daß ein nicht unbeträchtlicher Teil der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre unabhängig ist von der radioaktiven Substanz der oberen Erdschicht.

Die Messungen von Bergwitz[13]) auf einem 80 m hohen Turm und bei einer Ballonfahrt in 1,3 km Höhe, sowie die späteren Beobachtungen von Mc Lennan und Macallum[21]) auf einem 64 m hohen Turm ergaben zwar eine beträchtliche, jedoch für ausschließliche Bodenstrahlung doch nicht ganz ausreichende Abnahme der durchdringenden Strahlung. Wulf[16]) fand auf dem 300 m hohen Eiffelturm die Abnahme der durchdringenden Strahlung im Vergleich mit dem Werte am Boden in Paris so gering, daß er daraus und aus Gockels Ballonbeobachtungen folgerte, es sei außer der Erdrinde noch eine andere Quelle für γ-Strahlung in den höheren Luftschichten vorhanden, oder aber die γ-Strahlung des Erdbodens werde weniger, als bisher angenommen, durch die Luft absorbiert.

Zur Klärung dieser Frage bestimmte Heß[22]) für die γ-Strahlung von *RaC* den Absorptionskoeffizienten in Luft direkt und fand ihn von derselben Größe, wie er sich früher an festen und flüssigen Körpern ergeben hatte, so daß das durch Bodenstrahlung nicht erklärbare Verhalten der durchdringenden Strahlung in der freien Atmosphäre bestehen blieb. Ferner unternahm Heß[22, 28, 23]) in den Jahren 1911 bis 1913 10 Ballonfahrten, bei denen er mit verbesserter Apparatur zur Beobachtung der durchdringenden Strahlung erstmalig quantitative Werte in der freien Atmosphäre messen konnte. Er bestätigte die instrumentell noch anfechtbaren Gockelschen Ergebnisse, indem er mit wachsender Höhe anfangs Abnahme und darauf langsame Zunahme der durchdringenden Strahlung fand, beobachtete dann in den Höhen von 4,0—5,2 km eine sehr beträchliche Strahlungszunahme und bei Dauerbeobachtungen in 140 bis 190 m freier Höhe über dem Boden auch zeitliche Schwankungen; in ungefähr 1 km Höhe wurde das Minimum, zwischen 1,0 und 2,0 km Höhe derselbe Wert der Strahlung wie am Boden gefunden.

Heß schloß auf die Existenz von Ionisatoren mit durchdringender Strahlung in der Luft, außer denen der Erde, deren Wirkung mit der Höhe zunimmt, und stellte, da die Menge des *RaC* und anderer γ-Strahler in der Luft zur Erklärung dieser Zunahme sowie der Schwankungen nicht entfernt ausreicht, die Hypothese auf, daß eine sehr durchdringende Strahlung außerterrestrischen Ursprungs von oben in die Atmosphäre eindringt und auch noch in den untersten Luftschichten einen Teil der in geschlossenen Gefäßen beobachteten Ionisation bewirkt. Eine außerterrestrische Quelle durchdringender Strahlung war schon früher von Richardson[3]) vermutet, aber wegen zu starker Absorption der Strahlung in der Atmosphäre bestritten worden (Kurz[7])). Auch ein radioaktiver Stoff in größeren Höhen der Atmosphäre wurde von Heß als mögliche Quelle der durchdringenden Höhenstrahlung in Erwägung gezogen.

Inzwischen stellte Gockel[23, 25, 31]) in Gemeinschaft mit Kleinschmidt Beobachtungen über Seen mit Fesselballonen an: Die auf der Wasseroberfläche gemessene durchdringende Strahlung ist, was auch Mc Lennan[4]), Gockel[8]), Pacini[10, 17]), von Schweidler[14]), Simpson und Wright[18]) gefunden hatten, infolge der Absorption der Strahlung des Erdbodens durch das Wasser verringert. In 300—500 m Höhe über dem See hat die Strahlung nach Gockels und Kleinschmidts Messungen teils dieselbe Intensität wie unten auf dem See, teils eine geringere; und 3,0 km über dem See wurde eine Zunahme der durchdringenden Strahlung gefunden, in Übereinstimmung mit den Freiballonbeobachtungen von Gockel und Heß.

Es folgen nun 1913 und 1914 fünf Freiballonfahrten von Kolhörster[36, 39, 42, 43, 45, 47, 49]), durch die mit weiter verbessertem Meßgerät zunächst das von Gockel und Heß bis 5 km Höhe gefundene Verhalten der durchdringenden Höhenstrahlung bestätigt wurde. Sodann fand Kolhörster durch Ausdehnung seiner Beobachtungen bei zwei Hochfahrten bis 6,2 und 9,3 km Höhe eine weitere bedeutende Zunahme der Strahlungsintensität. Er versuchte auch, aus dem Verlauf der Höhenkurve der durchdringenden Strahlung ihren Absorptionskoeffizienten zu bestimmen, unter der Annahme, daß die Strahlung vertikal von oben kommt und eine durch den Luftdruck des Meßortes gegebene Luftschicht durchsetzt hat. Danach würde die Höhenstrahlung einen sechsmal kleineren Ab-

sorptionskoeffizienten als die härtesten bekannten γ-Strahlen haben, also eine sonst noch unbekannte Strahlung von außerordentlich hohem Durchdringungsvermögen sein. Daß eine solche, von oben kommende Strahlung in meßbarem Betrage auch noch am Erdboden nach Durchsetzung der ganzen Atmosphäre existiert, stimmt damit überein.

2. Beobachtungen am Erdboden.

Unabhängig von den Beobachtungen in der freien Atmosphäre ist Pacini[5]) durch Beobachtungen am Erdboden zu der Ansicht gelangt, daß eine Quelle durchdringender Strahlung unabhängig von der Strahlung der radioaktiven Substanzen der Erdrinde in der Atmosphäre wesentlich wirksam sei. Dem stand die damals herrschende Auffassung entgegen (Kurz[7]), Gockel[8]), Wulf[9])), die in der γ-Strahlung der radioaktiven Substanzen des Erdbodens und der auf dem festen Boden niedergeschlagenen radioaktiven Induktionen die fast ausschließliche Quelle der beobachteten durchdringenden Strahlung sah. Pacini wurde 1908 zu seiner Ansicht geführt durch Verfolgung der zeitlichen Schwankungen der durchdringenden Strahlung in 1,09 km Höhe zu Sestola im Appennin. Zwar dachte er zunächst, wie auch Gockel anfangs bei seinen Ballonbeobachtungen, an die γ-Strahlung der radioaktiven Substanzen der Luft, die auch von Mache[11]) für die 1907—1908 in Innsbruck beobachteten zeitlichen Schwankungen der durchdringenden Strahlung im Zusammenhang mit den meteorologischen Bedingungen verantwortlich gemacht wurden. Dann aber kam Pacini[10, 17]) durch seine Simultanbeobachtungen des täglichen Ganges auf dem Meere, auf einem See und an Land zu der Überzeugung, daß die radioaktiven Substanzen der Luft ebensowenig wie die des Wassers und des Erdbodens ausreichen, um die über Wasser und Land gleichzeitigen Schwankungen sowie den hohen Betrag zu erklären, den die durchdringende Strahlung über dem Meere und in der freien Atmosphäre besitzt. Kleinschmidt (Gockel[23])) hat die von Pacini gefundene Parallelität der Strahlungsschwankungen über Wasser und Land bestätigt.

Durch Vergleich der Strahlung auf einer Wasseroberfläche und unter Wasser mit allseitig so dickem Wassermantel, daß die von außen kommende γ-Strahlung vollkommen absorbiert werden muß, hat zuerst Pacini[24]) den Betrag der von den γ-strahlenden Substanzen des Bodens und der Luft unabhängigen äußeren durchdringenden Strahlung zu bestimmen versucht. Absorptionsmessungen mit Metallschirmen sowie unter Wasser waren vorher schon von Rutherford und Cooke[1]) sowie von Wulf[9]) ausgeführt worden.

III. Meßverfahren.

Zur Messung der durchdringenden Strahlung durch ihre ionisierende Wirkung im geschlossenen Metallgefäß wird entweder eine große Ionisierungskammer mit Innenelektrode in Verbindung mit einem Elektrometer verwendet, oder aber das Elektrometergehäuse als Ionisierungskammer ausgebildet, wobei dann die Elektrometerblättchen oder -fäden im Innern des Gefäßes die Zerstreuungselektrode darstellen; die Gefäßwand ist dabei zu erden. Das umgekehrte Verfahren, nach dem man bei konstanter Aufladung des Gehäuses den Aufladungsvorgang der vorher geerdeten Innenelektrode verfolgt, wird seltener verwendet. Der Gasinhalt des Gefäßes muß emanationsfrei gemacht werden.

Beobachtet man den zeitlichen Entladungsverlauf dV/dt des negativ aufgeladenen Elektrometers in Volt/sec, so wird mit der Elektrometerkapazität C cm, dem nutzbaren Luftvolumen L cm³ des Gefäßes und der Elementarladung $e = 4{,}77 \cdot 10^{-10}$ E.S.E. die Ionisierungsstärke N, d. h. die Zahl der Ionenpaare, die im cm³ und der Sekunde gebildet werden:

$$N = \frac{C}{300 \cdot L \cdot e} \cdot \frac{dV}{dt} \text{ Ionenpaare cm}^{-3}\,\text{sec}^{-1}.$$

Dabei ist Sättigungsstrom vorausgesetzt. Wir bezeichnen im Folgenden zur Abkürzung „Ionenpaare $\text{cm}^{-3}\,\text{sec}^{-1}$“ mit J.

Um den an sich kleinen Effekt möglichst genau messen zu können, macht man L groß und gibt dem Elektrometer möglichst kleine Kapazität und damit hohe Stromempfindlichkeit. Durch genügend hohe Aufladung der Innenelektrode und geeignete Formgebung des Gefäßes (Vermeidung toter Ecken) ist für hinreichende Vollständigkeit des Sättigungsstromes zu sorgen.

Wulf[9]) hat einen Spezialapparat zur Messung der durchdringenden Strahlung angegeben (Ausführung von Günther & Tegetmeyer, Braunschweig), ein Zweifadenelektrometer, dessen Fäden zentral in einem großen zylindrischen Metallgefäße sitzen. Durch eingehendes Studium dieses Apparats (Bergwitz[34]), Dorno[35])) und fortgesetzte Verbesserungen von Wulf, Heß[28, 37]) und besonders Kolhörster[36, 39, 42, 45, 47, 87]) gelang es, das Instrument soweit zu vervollkommnen, daß es luftdicht verschließbar und beträchtlichen Über- und Unterdrucken gewachsen, damit also für Unterwasserversuche und Luftfahrten (auch Hochfahrten) geeignet, sowie von Druck- und Temperatureinflüssen praktisch unabhängig ist (Fig. 1).

Zur Prüfung der Isolation ist ein enger Hilfszylinder (i) vorgesehen, der über die Elektrometerfäden geschoben werden kann und den größten Teil des Zerstreuungsraums von den

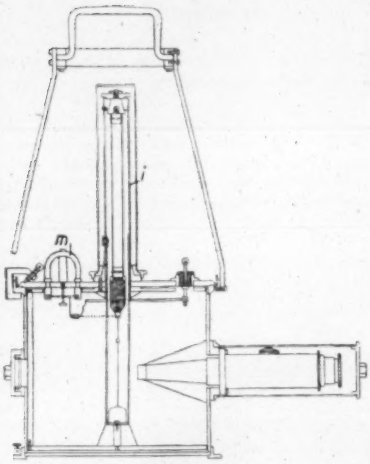


Fig. 1.

Fäden abschließt. Der Ladungsverlust durch unvollkommene Isolation kann bei gutem Zustand des Apparates auf 1 bis 2 Proz. der Ionisierungsstärke, also innerhalb der Meßfehlergrenze gehalten werden; daß er infolge Verstärkung der Leitung über die Isolation bei tiefen Temperaturen so stark zunimmt (wie Kunsmann[78]) auf Grund von Versuchen mit unzureichender Gastrocknung beobachtet), um die starke Zunahme der durchdringenden Strahlung in größeren Höhen vorzutäuschen, ist nach besonderen Versuchen von Otis[99]) unzutreffend. Jedenfalls läßt sich eine solche Verschlechterung der Isolation durch scharfe Gastrocknung unschwer vermeiden.

Die Fäden sind in der Achse des vertikal stehenden Gefäßzylinders angeordnet. Eine Ladesonde im Inneren kann mechanisch oder magnetisch (m) von außen betätigt werden.

Die Wandstärke des Zylinders beträgt mindestens 2 mm Zink, damit weichere Strahlen (α und β) von außen nicht merklich eindringen können. Im Inneren ist der Zylinder elektrolytisch verzinkt, um die Eigenstrahlung der Gefäßwand möglichst herabzusetzen. Als Gefäßinhalt wird 3 bis $4^1/_2$ l gewählt.

Der Wulf-Kolhörstersche Apparat gestattet vermöge seiner hohen Stromempfindlichkeit, bei einer Elektrometerkapazität von 1,3 bis 1,0 cm bereits in 5 bis 10 Minuten Versuchsdauer eine brauchbare Messung zu machen.

Vorrichtungen zur photographischen Registrierung der Ionisierung in geschlossenen Gefäßen sind von Hoffmann[53]) und Bergwitz[54]) beschrieben worden. Während Bergwitz den Wulfschen Apparat für die durchdringende Strahlung verwendete, benutzte Hoffmann sein hochempfindliches Elektrometer zur Zählung und Untersuchung der Wirkung der einzelnen α-Teilchen in geschlossenen Gefäßen. Ein Verfahren zur Zählung der γ-Strahlen haben Heß und Lawson[60]) entwickelt und auch auf die durchdringende Strahlung angewendet. Mechanische Registrierung der durchdringenden Strahlung mit einem Benndorf-Elektrometer hat Gockel[51]) ausgeführt, wobei er wegen der großen Elektrometerkapazität ein großes Ionisierungsgefäß von 235 l Inhalt benutzte.

Um den Einfluß schneller Temperaturschwankungen auf das Meßgerät noch besser auszuschalten, als es beim Wulfschen Zweifadenelektrometer mit Temperaturkompensation möglich ist, hat neuerdings Kolhörster[104]) mit Erfolg Apparate zur Messung der durchdringenden Strahlung verwendet mit einem System von zwei freitragenden Quarzschleifen als Elektrometer. Beim Aufladen spreizen sich die leitend gemachten Quarzschleifen gegen ihre Biegungselastizität. Sie sitzen mit ihrem Träger, einem Metallstreifen, an einem Quarzröhrchen, das unmittelbar am Objektiv des Beobachtungsmikroskops angebracht ist. Der Inhalt der Zinkgefäße beträgt 4 bis 7 l, ihre Wandstärke 2 bis 3 mm. Die Voltempfindlichkeit des Elektrometers ist die gleiche wie beim Wulf-Kolhörsterschen Apparat, die Kapazität jedoch noch kleiner und damit die Stromempfindlichkeit größer.

Ganz allgemein ist zu beachten, daß die Aufstellung des Strahlungsapparates seine Ionisierung insofern zu beeinflussen vermag, als Massen in naher Umgebung die von außen kommende Strahlung durch Absorption herabsetzen oder durch Eigenstrahlung vergrößern können (Rutherford und Cooke[1]).

Die in einem geschlossenen Gefäß gemessene Ionisierungsstärke setzt sich in der Regel, wenn der Gasinhalt emanationsfrei ist, aus vier verschiedenen Wirkungen zusammen:

1. Erdstrahlung, γ-Strahlung von den radioaktiven Substanzen im Erdboden und an der Erdoberfläche;
2. Luftstrahlung, γ-Strahlung von den radioaktiven Substanzen der Atmosphäre in naher Umgebung des Gefäßes;
3. Höhenstrahlung, sehr durchdringend, aus der oberen Atmosphäre oder dem Kosmos kommend;
4. Gefäßstrahlung, durch Eigenstrahlung des Gefäßes.

Die drei ersten Wirkungen kommen von außen und können durch Umgeben des Gefäßes mit genügend dicken, nicht selbststrahlenden, absorbierenden Schichten abgeschirmt werden. Man erhält so, etwa durch Unterwasserversuche (Rutherford und Cooke[1]), Wulf[9]), Gockel[23]), Pacini[21]) u. A.), den Betrag der vierten Wirkung für sich. Bei vielen derartigen Absorptionsversuchen war die Wasserschicht nicht dick genug [sie muß nach Kolhörster[104]) etwa 10 m dick sein], so daß noch ein Teil der sehr durchdringenden Höhenstrahlung mitgemessen und die Gefäßstrahlung so zu groß gefunden wurde.

Für Messungen der Höhenstrahlung ist vor allem die Erdstrahlung auszuschalten. Diese beruht auf der γ-Strahlung der im Boden enthaltenen radioaktiven Substanzen (Kurz[7]) und macht bei Messungen am Boden einen Hauptteil der Gesamtwirkung aus, nämlich 2 bis 10 J je nach der Aktivität der Bodenart (Wulf[16]), Simpson und Wright[18]), Heß[33]), Kolhörster[36, 45])). Bei Messungen auf Wasser- oder Eisflächen von hinreichender Dicke wird die Erdstrahlung abgeschirmt (Mc Lennan[4])); in der freien Atmosphäre genügt bereits die Luftschicht in einigen 100 m Erhebung über dem Boden zur Abschirmung (Wulf[16]), Heß[22]), King[26])). Der radioaktive Induktionsbelag auf der Erdoberfläche und auch auf den Meßapparaten und den umgebenden Körpern bei erhobener Aufstellung, sowie auf dem Ballon bei Messungen in der freien Atmosphäre kommt seiner Menge nach nicht in Betracht, was durch v. Schweidler[32]) rechnerisch nachgewiesen wurde und, entgegen einem Einwand von King[40]), aus den Abstiegs- und Landungsmessungen bei den Ballonfahrten von Heß und Kolhörster hervorgeht.

Die Luftstrahlung beruht auf γ-Strahlen der radioaktiven Substanzen in der umgebenden Luft und liefert am Boden einen wenn auch merklichen, so doch nur geringen Beitrag zu der Ionisierung im geschlossenen Gefäß (Kurz[7]), Heß[33]), Kolhörster[45])), nämlich bei normalem Gehalt der Luft an radioaktiven Stoffen in der Regel weniger als 0,2 J. Dieser Anteil ist starken Schwankungen unterworfen. Da in der freien Atmosphäre mit zunehmender Höhe der Emanationsgehalt der Luft schnell abnimmt, wie entgegen der Annahme von Schrödinger[29]) die Berechnungen von Heß und Schmidt[67]) sowie noch nicht veröffentlichte, im Flugzeug ausgeführte, direkte Radiumemanationsmessungen von Wigand und Wenk ergeben, so wird die Luftstrahlung schon in einigen 100 m Höhe verschwindend gering.

Die Gefäßstrahlung (oft auch Reststrahlung genannt) kann zwar weitgehend konstant gehalten werden, übertrifft aber mitunter an Größe die anderen Wirkungen nicht unbeträchtlich. Da es bisher nicht gelungen ist, die Gefäßstrahlung gänzlich zu unterdrücken, muß man bei allen Messungen der Höhenstrahlung mit ihr als abzuziehender Korrektion rechnen und ihre Größe genau bestimmen.

Die Natur der Gefäßstrahlung ist noch nicht völlig aufgeklärt. Zum überwiegenden Teil beruht sie jedenfalls auf radioaktiven Verunreinigungen der Gefäßwand (Mc Lennan[4])), vielleicht auch teilweise auf eigener Radioaktivität des Wandmaterials (Campbell[2]), v. Schweidler[46]), Hoffmann[53])). Auch eine spontane Ionisierung der emanationsfreien Gasfüllung des Gefäßes infolge der Wärmebewegung oder eigener Radioaktivität ist als möglicher Bestandteil der durch Abschirmung der Außenstrahlung bestimmten Gefäßstrahlung in Erwägung gezogen worden (Simpson und Wright[18])), Mc Lennan und Mc Leod[41])), aber als wahrscheinlich unmeßbar gering zu vernachlässigen.

Die Bemühungen, die Gefäßstrahlung durch Befreiung von radioaktiven Verunreinigungen möglichst klein zu machen, führten für Zinkgefäße durch Überwasserversuche (also mit Einschluß von Luft- und Höhenstrahlung) zunächst zu kleinsten Werten von rund 4 J (Pacini[10, 17]), Simpson und Wright[18]), Mc Lennan und Mc Leod[41]), Mc Lennan und Murray[50]), Swann[59])), unabhängig von der Größe des Gefäßes. In einem dem Wulfschen ähnlichen Apparat mit Eis aus Binnenwasser als Wandmaterial konnten Mc Lennan und Murray[50]) die Gefäßstrahlung weiter herabsetzen, so daß auf dem Ontariosee 2,6 J gemessen wurde. Gockel[51]) erhielt für einen Wulfschen Apparat mit Zinkwänden in 4 m Wassertiefe den kleinen Wert von 1,9 J. Den bisher kleinsten Wert der Gefäßstrahlung überhaupt erzielte Bergwitz[54]) mit einem großen Zerstreuungsapparat aus Zink von 11,78 l Inhalt, für den sich in einem Steinsalzbergwerk nur 0,8 J ergab.

Statt Luftfüllung des Gefäßes ist gelegentlich auch Füllung mit einem dichteren Gase verwendet worden, in der Überlegung, daß dadurch der Ionisierungseffekt der durchdringenden Strahlung vergrößert wird, während die Ionisierungswirkung der radioaktiven Verunreinigungen der Gefäßwand sich nicht wesentlich ändert, falls sie auf α-Strahlung beruht, die bereits durch die Luftfüllung mit Atmosphärendruck bei den üblichen Gefäßdimensionen vollständig absorbiert wird. So arbeitete Marsden[91]) mit SO_2 in Gefäßen aus altem Blei; bei Füllung mit SO_2 statt Luft wurde die Ionisierung durch γ-Strahlen von Radium annähernd verdoppelt. Kolhörster[104]) verwendete mit CO_2 gefüllte Apparate.

Eine eingehende Untersuchung über den Einfluß des Gasdrucks der Füllung auf die Ionisierung im geschlossenen Gefäß ist unter Leitung von Swann[99]) durch Downey[79]) und Fruth[98]) für Luft, O_2 und N_2 bis zu Drucken von 75 Atm., für CO_2 bis zum Verflüssigungsdruck ausgeführt worden. Zum Ausschluß der Erdstrahlung wurde über einer Wasserfläche gemessen. Danach nimmt für Luftfüllung die Ionisierung dauernd mit dem Drucke zu, und zwar bis gegen 25 Atm. um 1,2 J, bei höheren Drucken um weniger als 0,75 J für eine Druckzunahme von 1 Atm. Für γ-Strahlen von Radium und für andere Füllgase ist der Verlauf ähnlich. Eine eindeutige Entscheidung über die Natur der Gefäßstrahlung ist durch diese Untersuchungen nicht erzielt worden.

Ferner ist das Material der Gefäßwand, wie auch die Wandstärke, Form und Größe des Gefäßes dadurch von Einfluß auf die Messung der durchdringenden Strahlung, daß sich die Gefäßwand durch ihre Sekundärstrahlung wesentlich an der Ionisierung des Füllgases beteiligt. Infolgedessen erscheint die in freier Luft stattfindende Ionisierungswirkung der durchdringenden Strahlung im geschlossenen Gefäße erheblich vergrößert (Mache[11]), Pacini[24])). Nach der herrschenden Ansicht wird das Gas selbst durch γ-Strahlung und die härtere Höhenstrahlung unmittelbar nur sehr wenig ionisiert wegen der geringen Absorption; stärker ist die Ionisierung des Gases durch die an den Gasmolekeln von der γ-Strahlung erregte sekundäre β-Strahlung.

Auch die Sekundärstrahlen der Wand werden in der Hauptsache als β-Strahlen angesehen, deren Durchdringungsfähigkeit die Gefäßdimensionen übertrifft; daher die Verstärkung der Ionisierungswirkung von durchdringenden Strahlen durch Vergrößerung der Dichte der Gasfüllung. Die Anzahl der von der Wand ausgesandten sekundären β-Teilchen wächst mit dem Atomgewicht des Materials. So fanden Marsden[91]) und Kolhörster[104]) die durch ein Radiumpräparat in Apparaten aus Blei erzeugte Ionisierung etwa doppelt so groß wie in gleichartigen Apparaten aus Messing oder Aluminium. Zur Verstärkung des Ionisierungseffekts der durchdringenden Höhenstrahlung ist von Marsden die Sekundärstrahlung der Gefäßwand durch Verwendung von altem Blei absichtlich möglichst groß gewählt worden.

Der Anteil der Sekundärstrahlung der Wand an der gemessenen Ionisierung ist für jeden Strahlungsapparat ein anderer und muß besonders bestimmt werden. Das geschieht durch Eichung mit der γ-Strahlung eines Radiumpräparates von bekannter Stärke, indem man die von diesem im Apparat erzeugte Ionenzahl zu der in der freien Luft erzeugten („Evesche Zahl") in Beziehung setzt. So ist man zwar in der Lage, die im Apparat gemessenen Ionisierungsstärken auf die γ-Strahlung von Radium C absolut zu beziehen, und die Angaben verschiedener Apparate werden miteinander vergleichbar; die Berechtigung zur Übertragung der Ergebnisse solcher γ-Strahlungseichungen auf die von der durchdringenden Höhenstrahlung erregte sekundäre Wandstrahlung bleibt jedoch noch dahingestellt. Eichungen mit der γ-Strahlung von Radiumpräparaten ergaben für Wulfsche Apparate um 24 bis 44 Proz. höhere Werte als in freier Luft (Heß[33]), Kolhörster[45]), Bergwitz[54])). Für zwei der neuen Kolhörsterschen Strahlungsapparate[104]) betrug die Erhöhung durch sekundäre Wandstrahlung 12,5 und 37,5 Proz. des für freie Luft gültigen Betrags der γ-Strahlungsionisierung. Handelt es sich nur um den Vergleich verschiedener Apparate miteinander, so kann dazu auch die Höhenstrahlung verwendet werden; auf diesem Wege fand Kolhörster[104]) in 3,55 km Höhe auf dem Jungfraufirn nahezu das gleiche Intensitätsverhältnis für zwei Apparate wie bei ihrer Eichung mit γ-Strahlen von RaC im Laboratorium, nämlich 1,24 gegenüber 1,22; Kolhörster sieht darin unter der Annahme, daß die Ionisierung ganz überwiegend durch die sekundäre Wandstrahlung zustande kommt, eine Andeutung dafür, daß die Höhenstrahlung, entsprechend der vorherrschenden Ansicht, eine γ-Strahlung ist.

IV. Eigenschaften.

1. Änderung mit der Höhe.

Die wesentlichste bisher bekannte Eigenschaft der durchdringenden Höhenstrahlung ist ihre Intensitätszunahme mit der Höhe in der Atmosphäre. Nachdem durch Gockel[20]) diese Tatsache qualitativ gefunden war, ergaben die quantitativen Messungen von Heß[28]) und Kolhörster (endgültige Werte nach persönlicher Mitteilung) in guter Übereinstimmung die nachstehenden Mittelwerte für die auf Atmosphärendruck bezogene Ionisierungsstärke in der betreffenden Höhe, vermindert um den am Boden gemessenen Wert:

Heß (1912/13).		Kolhörster (1913/14), Kurve I.			
Seehöhe		Seehöhe		Seehöhe	
0,2—0,5 km	$-1{,}1\,J$	0,5 km	$-1{,}7\,J$	5,0 km	$+16{,}2\,J$
0,5—1,0	$-1{,}1$	1,0	$-1{,}5$	5,5	22,1
1,0—2,0	0,0	1,5	$-0{,}4$	6,0	28,0
2,0—3,0	$+1{,}8$	2,0	$+1{,}0$	6,5	37,0
3,0—4,0	$+4{,}1$	2,5	$+2{,}6$	7,0	45,2
4,0—5,2	$+16{,}8$	3,0	$+4{,}2$	7,5	54,0
		3,5	$+5{,}8$	8,0	62,5
		4,0	$+9{,}1$	8,5	71,0
		4,5	$+11{,}8$	9,0	79,0
				9,3	85,0

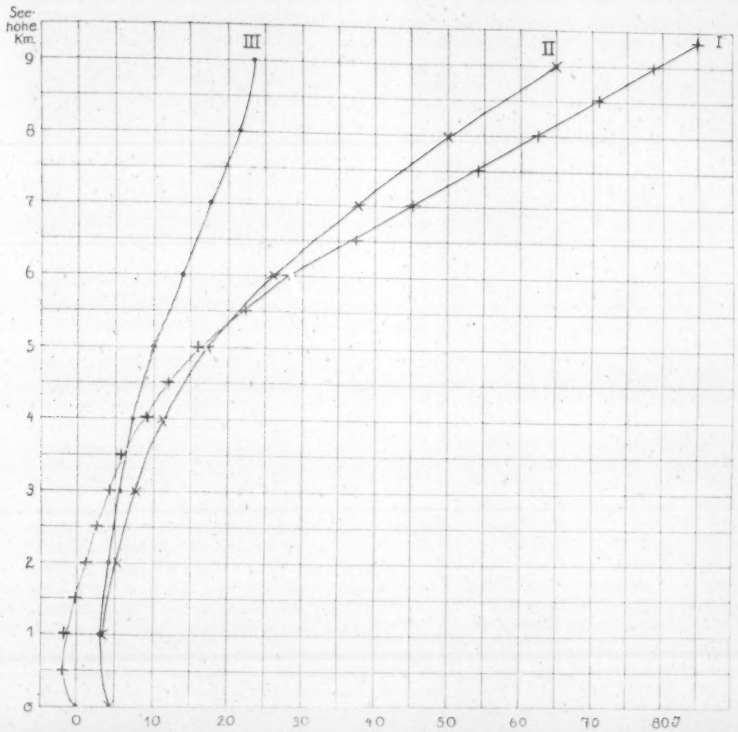


Fig. 2.

Die Kolhörstersche Kurve (I in Fig. 2) für die Abhängigkeit der Ionisierungsstärke N von der Seehöhe H verläuft in den unteren Kilometern konkav zur N-Achse $\left(\frac{d^2N}{dH^2} > 0\right)$ und wird von 6 km an nahezu geradlinig, so daß hier die Ionisierungsstärke proportional der Höhe ist, d. h. annähernd nach einer e-Funktion mit abnehmendem Luftdruck zunimmt. Dieser Kurvenverlauf wird in seinem Charakter nicht geändert, wenn man die Differenzwerte auf die wirklichen Werte der Höhenstrahlung reduziert durch Berücksichtigung der Erdstrahlung, die schon in 1 km Höhe vernachlässigt werden kann, ferner der als konstant anzusetzenden Eigenstrahlung des Gefäßes und der Sekundärstrahlung der Gefäßwand. Mit der Annahme, daß letztere, wie für γ-Strahlung von RaC gefunden (Kolhörster[45]), auch für die Höhenstrahlung die in der freien Luft stattfindende Wirkung im Gefäß um $^1/_3$ vergrößert, berechnete Linke[37]) mit Einsetzung der gemessenen Werte für Erdstrahlung und Gefäßstrahlung den in der folgenden Tabelle und in Kurve II der Fig. 2 angegebenen Höhenverlauf für die ionisierende Wirkung von Höhenstrahlung und Erdstrahlung zusammen, wobei die vorläufigen Werte von Kolhörster[47]) zugrunde gelegt sind. v. Schweidler[52]) hat den in der folgenden Tabelle angegebenen Verlauf der Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung allein, jedoch ohne Abzug der Sekundärstrahlung der Wand, aus Kolhörsters vorläufigen Werten berechnet, unter der Voraussetzung, daß die Höhenstrahlung vertikal abwärts gerichtet ist und einen bestimmten Absorptionskoeffizienten besitzt, also homogen ist; die eingeklammerten Werte für die untere und obere Grenze der Atmosphäre sind extrapoliert. Inwieweit die Unsicherheit der Annahme über die Größe der Sekundärstrahlung und die Homo-

genität der Höhenstrahlung die quantitative Verwertbarkeit der bisherigen Messungen für die Fragen der Herkunft und des Durchdringungsvermögens beschränken, ist auch von Seeliger[66]) eingehend erörtert worden.

Seehöhe	Kolhörster-v. Schweidler	Kolhörster-Linke. Kurve II	Kolhörster-Linke-Wigand Kurve III
0 km	(1,4) J	4,2 J	4,2 J
1	—	3,1	2,8
2	—	5,1	4,1
3	8,0	7,4	5,4
4	13,0	11,2	7,3
5	21,8	17,1	10,1
6	33,3	25,7	13,6
7	48,8	37,3	17,5
8	65,9	50,1	21,2
9	85,0	64,5	23,4
∞	(535)	—	—

In guter Übereinstimmung mit den Freiballonmessungen stehen Fesselballonmessungen der Höhenstrahlung von Gockel[31]), der gemeinsam mit Kleinschmidt in 3 km Höhe über dem Bodensee eine Zunahme der durchdringenden Strahlung um 5 J fand. Ferner stimmen dazu Hochgebirgsversuche Gockels[51, 62]), die für 2,5 bis 3,4 km Höhe Werte von 3 bis 4 J ergaben als auf Atmosphärendruck bezogene Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung, berechnet durch Abzug des im Inneren des Gletschers gemessenen Ionisierungswertes von dem auf dem Gletschereis bestimmten. Durch ähnliche Gletscherversuche fand Kolhörster[104]) mit zwei Apparaten für 2,30 km Höhe Werte von 3,0 und 4,5 J, für 3,55 km Höhe Werte von 4,1 und 5,6 J. Die Unterschiede erklären sich im wesentlichen durch Abweichungen der Sekundärstrahlung der Gefäßwand bei den verschiedenen verwendeten Apparaten. Oberguggenberger[103]) fand, nach Abzug der in Höhlen oder auf homogenem Gestein gemessenen Bodenstrahlung, für die Höhenstrahlung in 2,0 km Höhe 2,5 J, in 2,88 km Höhe 4,7 J, und zwischen 2,0 und 3,2 km Höhe eine mittlere Zunahme von 2,3 J für 1 km Anstieg. Als relatives Maß der Höhenänderung können auch Werte angesehen werden, die Gockel[51]) für die Verminderung der Strahlung durch eine 2 m dicke Schicht von Wasser oder Eis fand; diese Verminderung nimmt in demselben Maße wie die Ballonwerte der Höhenstrahlung mit der Höhe zu und betrug in 1,2 km Höhe 1,5 bis 2,5 J, in 2,5 km Höhe 4,3 J.

Es ist noch über einige neuere Messungen der durchdringenden Strahlung in größeren Höhen zu berichten, die zum Teil geringere Werte der Höhenstrahlung ergeben haben als die bisher erwähnten. Nicht vergleichbar, weil ohne Abschirmung oder auch nur Beachtung der Erdstrahlung vorgenommen, sind die Messungen von Marsden[91]), der auf dem Vulkan Ruapehu in Neuseeland keine über 1 J hinausgehenden Unterschiede der durchdringenden Strahlung in 1,2 und 2,8 km Seehöhe und im Meeresniveau feststellen konnte; auch wird die Stellungnahme zu diesem Ergebnis erschwert durch die Verwendung von Blei als Wandmaterial und SO_2 als Füllgas, ohne eingehendes Studium der dadurch geschaffenen besonderen Bedingungen.

Dagegen ist von Otis[100]) auf dem Mount Whitney in Kalifornien für einen Höhenzuwachs von 3,8 und 4,3 km eine Strahlungszunahme von 8,0 und 10,3 J gefunden worden, in guter Übereinstimmung mit den Freiballonwerten von Heß und Kolhörster. Bei Aufstiegen im Flugzeug und Freiballon bis 5,2 km Höhe wurde von Otis[99]) qualitativ der bekannte Höhenverlauf gefunden, jedoch mit kleinerer Zunahme der durchdringenden Strahlung. Die Versuche von Millikan und Bowen[101]), mit Pilotballonen und Registrierapparaten die Messung der durchdringenden Strahlung auf größere Höhen auszudehnen, haben bisher bis über 15 km Höhe geführt und eine Strahlungszunahme ergeben, die nur 25 Proz. derjenigen beträgt, die man durch Extrapolation der Kolhörsterschen Kurve erwarten sollte. Die bisher vorliegenden Angaben über diese Untersuchungen von Millikan, Bowen und Otis in der freien Atmosphäre sind noch so unvollständig hinsichtlich des Meßverfahrens und der Ergebnisse, daß eine kritische Beurteilung unmöglich ist.

Um die Bedeutung der Höhenstrahlung für den Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre zu erkennen, muß man beachten, daß die in geschlossenen Gefäßen gemessene und auf Atmosphärendruck bezogene Ionisierungsstärke zwar als relatives Intensitätsmaß der Höhenstrahlung gelten kann, jedoch zur Angabe der Freiluftwirkung der Höhenstrahlung in verschiedenen Höhen, außer der Kürzung um die sekundäre Wandstrahlung des Gefäßes, noch proportional der in der betreffenden Höhe herrschenden Luftdichte zu reduzieren ist. Für einen mittleren Dichteverlauf mit der Höhe ist die in der letzten Spalte der vorigen Tabelle und Kurve III der Fig. 2 angegebene Ionisierungsstärke für freie Luft nach den Zahlen von Kolhörster-Linke (Kurve II) berechnet worden, also für Erd- und Höhenstrahlung zusammen, nach Abzug eines seiner Größe nach noch unsicheren Anteils der sekundären Wandstrahlung. Die Kurve zeigt im untersuchten Höhenbereich auch für die Freiluftionisierung

durch Höhenstrahlung Zunahme mit der Höhe, verläuft unten gleichfalls konkav zur N-Achse, hat aber in 7 km Höhe einen Wendepunkt, so daß die Ionisierung in größeren Höhen immer langsamer mit der Höhe wächst. Für sehr kleine Luftdichte in den größten Höhen ist dann Abnahme der Freiluftionisierung durch die Höhenstrahlung bis zu sehr kleinen Werten zu erwarten; das Maximum scheint in der unteren Stratosphäre zu liegen.

Wir vergleichen hiermit die Ergebnisse von Messungen der Ionisation in der freien Atmosphäre, d. h. des Ionengehalts der Volumeinheit Luft, wie er sich im Gleichgewicht zwischen Neubildung und Wiedervereinigung der Ionen einstellt. Der Ionengehalt ist die Ladung sämtlicher Ionen des einen oder des anderen Vorzeichens in der Volumeinheit. Wegen der starken meteorologischen Beeinflußbarkeit der Wiedervereinigung ist für die Einzelwerte des Ionengehalts mit Abweichungen vom normalen Höhenverlauf zu rechnen; und auch dieser allgemeine Verlauf kann aus dem gleichen Grunde nicht quantitativ mit dem Vertikalverlauf der Ionisierungsstärke der atmosphärischen Ionisatoren übereinstimmen. Nachdem frühere Freiballonmessungen von Gerdien, Lüdeling, Lutz und besonders Gockel[12]) überwiegend Zunahme des Ionengehalts mit der Höhe ergeben hatten, wurde von Wigand[80]) gemeinsam mit Koppe im Freiballon und Flugzeug bis 5,3 km Höhe folgender allgemeiner Vertikalverlauf des Ionengehalts gefunden: in den untersten Schichten Konstanz oder Abnahme nach oben; von etwa $1^1/_2$ bis 3 km Höhe Anwachsen auf ein Mehrfaches des Bodenwertes; darüber langsamere Zunahme mit der Höhe. Die Übereinstimmung dieses Kurvencharakters mit dem der Freiluftwirkung des in den bodenfernen Luftschichten hauptsächlich in Frage kommenden Ionisators, der durchdringenden Strahlung, ist beachtenswert.

Auch die elektrische Leitfähigkeit, das Produkt aus Ionengehalt und Ionenbeweglichkeit, zeigt in ihrer Veränderlichkeit mit der Höhe in der freien Atmosphäre denselben Charakter. Hier ist, noch mehr als beim Ionengehalt, mit meteorologischer Beeinflussung der gemessenen Einzelwerte zu rechnen, da nicht nur die Wiedervereinigung der Ionen, sondern auch die Ionenbeweglichkeit davon betroffen wird. Doch läßt sich nach den Freiballonmessungen von Gerdien bis 6 km Höhe und besonders von Wigand[44, 80, 84]) bis 8,9 km Höhe der allgemeine Vertikalverlauf der Leitfähigkeit für Hochdruckwetter mit einiger Sicherheit angeben: in der untersten Luftschicht langsame Zunahme mit der Höhe, gelegentlich auch schwache Abnahme; darüber bis 9 km Höhe beträchtliche Zunahme auf ein Vielfaches des Bodenwertes; in den mittleren Schichten häufig beschleunigtes Anwachsen mit der Höhe. Dieser Kurvenverlauf wird qualitativ nicht geändert, wenn man zum besseren Vergleich mit den Höhenkurven des Ionengehalts und der Freiluftionisierungsstärke der durchdringenden Strahlung die gemessenen Leitfähigkeitswerte proportional dem in der betreffenden Höhe herrschenden Luftdruck reduziert, um den Anteil der Ionenbeweglichkeit auszuschalten, die sich mit einiger Annäherung umgekehrt proportional dem Luftdruck ändert. Man erhält so aus den Leitfähigkeitsmessungen ein relatives Maß des Ionengehalts, allerdings noch mit Einschluß etwaiger Änderungen der auf Atmosphärendruck reduzierten Ionenbeweglichkeit mit der Höhe.

2. Bodenwert.

Der in der vorigen Tabelle eingesetzte Bodenwert der Höhenstrahlung von 1,4 J für 0 km Höhe ist von v. Schweidler aus den Ballonbeobachtungen Kolhörsters bis 9,3 km Höhe durch Extrapolation gewonnen; Kolhörster[45]) selbst hatte für diese Größe aus seinen Ballonbeobachtungen bis 6,2 km Höhe den Wert 1,5 J berechnet. Es liegen aber auch unmittelbare, mit Versenkung der Apparate unter Wasser vorgenommene Bestimmungen der Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung im Meeresniveau oder in geringer Seehöhe vor:

Pacini[24])	2,1 und 2,2 J
v. Schweidler[27, 32, 64])	1,6 und 0,6 J
Heß[33])	2,7 und 2,3 J
Kolhörster[36, 45])	1,4 J
Kolhörster[93])	1,05 J
Kolhörster[104])	1,75 und 2,08 J
Gockel[51, 62])	1,5 bis 2,4 J
Mc Lennan u. Mc Leod[41])	0,16 J.

Die mit Wulfschen oder ähnlichen Apparaten gefundenen Zahlen stimmen meist in der Größenordnung (1 bis 2 J) überein. Ihre Abweichungen dürften auf Unterschieden in der Größe der sekundären Wandstrahlung der verwendeten Apparate, sowie auf verschiedener Tiefe der Unterwasserversenkung beruhen; denn wenn man als die Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung die Differenz des über und unter Wasser gemessenen Wertes ansieht, so wird, nach der aus den Ballonbeobachtungen zu schließenden Härte der Strahlung und für die vorliegende Meßgenauigkeit, erst bei einer Eintauchtiefe von fast 10 m in Wasser die Höhenstrahlung praktisch vollständig abgeschirmt. Auch ist für die Beurteilung der Unterschiede zu bedenken, daß bei der Überwassermessung die wenn auch geringe, so doch stark veränderliche Strahlung

der radioaktiven Substanzen in der umgebenden Luft („Luftstrahlung") einbegriffen ist und in einigen Fällen auch noch die Erdstrahlung vom Ufer her etwas beteiligt sein kann. Der auffallend niedrige Wert von Mc Lennan und Mc Leod steht gegenüber den von den anderen Beobachtern auf dieselbe Weise mit ähnlichen Apparaten gewonnenen allein da; vielleicht erklärt er sich dadurch, daß hier der Wulf-Apparat bei der Versenkung unter Wasser in einem über 1 cm dicken Behälter aus Aluminiumbronze eingeschlossen war, dessen Eigenstrahlung und Sekundärstrahlung störte.

Einen Bodenwert der Höhenstrahlung (mit Ausschluß der sekundären Wandstrahlung) haben Swann[90]), Downey[79]) und Fruth[98]) indirekt gewonnen aus ihren Untersuchungen über den Einfluß der Druckänderung der Gasfüllung eines geschlossenen Gefäßes auf die über Wasser gemessene Ionisierungsstärke. Da diese bei hohen Drucken (bis 75 Atm.) nur sehr wenig mit dem Druck zunimmt, so wird (mit Vorbehalt) geschlossen, daß von der bei Atmosphärendruck in einem geschlossenen Gefäß beobachteten Ionisierung weniger (und wahrscheinlich erheblich weniger) als 1 *J* von einer direkten Wirkung der primären durchdringenden Strahlung auf die Gasfüllung oder von der Wirkung einer sekundären Strahlung stammt, die am Gas durch die Primärstrahlung erregt wird. Swann[105]) stellt sich danach skeptisch zur Frage der Existenz einer durchdringenden Höhenstrahlung in geringer Seehöhe.

Wenn die Höhenstrahlung am Boden in der freien Luft tatsächlich erheblich weniger als 1 *J* erzeugt, so würde daraus und aus den Unterwasserbestimmungen des Bodenwertes folgen, daß die von der durchdringenden Höhenstrahlung erregte sekundäre Wandstrahlung einen wesentlich größeren Anteil zur beobachteten Ionisierungsstärke liefert, als der entsprechende Anteil der von γ-Strahlen erregten sekundären Wandstrahlung beträgt, den man bei der Eichung der Gefäße mit Radiumpräparaten bestimmt. Mit diesem Gesichtspunkte lassen sich vielleicht auch die Diskrepanzen aufklären, die noch bestehen zwischen den Ergebnissen der Ballon- und Hochgebirgsmessungen mit Apparaten vom Wulfschen Typ einerseits und den Messungen von Marsden[91]), Otis[99]), Millikan und Bowen[101]) mit andersartigen Apparaten, über die besonders hinsichtlich ihrer sekundären Wandstrahlung noch nichts bekannt ist.

Jedenfalls steht aber so viel fest, daß die durchdringende Höhenstrahlung am Boden in geringer Seehöhe noch so stark ist, daß sie durch ihre in geeignetem Meßgerät verstärkte Ionisierungswirkung quantitativ bestimmt werden kann; das haben besonders Kolhörsters letzte Versuche[104]) gezeigt, deren Genauigkeit sogar dazu ausreichte, durch Unterwasserversuche in 40 m Seehöhe einen Wert für den Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung zu ermitteln, der mit den in größeren Höhen gewonnenen Werten gut übereinstimmt.

3. Absorptionskoeffizient.

Die Tatsache, daß die Höhenstrahlung bereits am Boden nach Durchsetzung der ganzen Atmosphäre oder wenigstens des größten Teils derselben einen meßbaren Wert hat und schon in wenigen Kilometern Höhe von beträchlicher Stärke wird, führte gleich anfangs dazu, ihr ein größeres Durchdringungsvermögen zuzuschreiben, als es die härtesten γ-Strahlen der bekannten radioaktiven Substanzen besitzen. Setzt man voraus, daß die Höhenstrahlung homogen ist, also aus nur einer Strahlenart besteht, so ergeben die Ballonbeobachtungen Kolhörsters unter gewissen Annahmen über Herkunft und Richtung der Strahlung die Möglichkeit zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten μ.

Die erste derartige Berechnung wurde von Kolhörster[45]) auf Grund seiner Ballonfahrten bis 6,2 km Höhe gemacht, mit der Annahme, daß die Höhenstrahlung als Parallelstrahlenbündel vertikal abwärts verläuft, und daß ihre Intensität i sich mit der Dicke d der durchsetzten Schicht nach dem Absorptionsgesetz $i = i_0 e^{-\mu d}$ ändert; als Maß für d wird der in der betreffenden Höhe herrschende Luftdruck genommen. Aus den Messungen zwischen 1,5 und 6,0 km Höhe ergab sich für Luft vom Atmosphärendruck: $\mu_{\text{Luft}} = 0{,}71 \cdot 10^{-5}\,\text{cm}^{-1}$. Eine zweite Berechnung Kolhörsters[47]) aus seinen Messungen bis 9 km Höhe bestätigte die Größenordnung $1 \cdot 10^{-5}$; v. Schweidler[52]) bestimmte aus diesen Messungen mit denselben Annahmen den Wert $\mu_{\text{Luft}} = 0{,}75 \cdot 10^{-5}$. Danach würde die Höhenstrahlung erst durch eine Luftschicht von 7 km Dicke bei Atmosphärendruck auf 1 Proz. absorbiert werden. Der Vergleich mit dem Absorptionskoeffizienten für die γ-Strahlung von *RaC* ($\mu_{\text{Luft}} = 4{,}5 \cdot 10^{-5}$ nach Heß[22])) ergibt, daß dieser etwa 6 mal so groß ist, wie der für die durchdringende Höhenstrahlung.

Ändert man die Voraussetzungen über Herkunft und Richtung der Strahlung, so ergeben sich nach Kolhörsters Messungen die Werte für μ etwas anders, jedoch in derselben Größenordnung: Mit der Annahme, daß die Quelle der durchdringenden Höhenstrahlung um die Höhenlage von 20 km herum als strahlende Materie horizontal gleichmäßig ausgebreitet ist,

berechnet Linke[57]) den Absorptionskoeffizienten zu $\mu_{Luft} = 0{,}46 \cdot 10^{-5}$. Legt man den Sitz der räumlich gleichmäßig verteilten Strahlenquelle in sehr große Höhen der Atmosphäre (oberhalb 30 km) oder in den Weltraum, so wird nach Seeligers Berechnung[66]) die Größenordnung $\mu_{Luft} = 0{,}5 \cdot 10^{-5}$; hierbei ist oberhalb 30 km Höhe die Luftabsorption vernachlässigt und die Eigenabsorption der räumlich verteilten strahlenden Substanz allein berücksichtigt. Nimmt man an, daß die Höhenstrahlung beim Durchgang durch die Atmosphäre nicht nur absorbiert, sondern auch zerstreut wird, so ergibt sich, wie Seeliger näher gezeigt hat, ein kleinerer Absorptionskoeffizient.

In seiner letzten Arbeit hat Kolhörster[101]) neue Bestimmungen des Absorptionskoeffzienten der Höhenstrahlung mitgeteilt, die er im Jahre 1923 durch Messungen der Ionisierung unter Wasser in geringer Seehöhe mit verschiedener Eintauchtiefe in Binnenseen, sowie im Gletschereis des Hochgebirges mit Variierung der Eisdicke und auch auf dem Gletschereis in verschiedener Höhe ausgeführt hat. Es ergaben sich folgende Werte mit der Annahme vertikal abwärts gerichteter Parallelstrahlen:

Seehöhe	μ_{Wasser}	Abschirmung
0,04 km	$2 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1}	Wasser
2,30 „	1,6	Eis
3,55 „	2,7	„
2,30 bis 3,55 km	2,6	Luft

Als wahrscheinlichster Wert folgt daraus: $\mu_{Wasser} = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$, während sich mit den gleichen Annahmen im Mittel aus Kolhörsters fünf Ballonfahrten $\mu_{Luft} = 0{,}65 \cdot 10^{-5}$, entsprechend $\mu_{Wasser} = 5{,}0 \cdot 10^{-3}$ ergeben hat. Schreibt man den am festen Standort und mit dem neuen Kolhörsterschen Meßgerät gewonnenen Werten eine größere Genauigkeit zu als den Ergebnissen der Ballonversuche, so folgt für die durchdringende Höhenstrahlung eine noch größere Härte, als man sie nach den Messungen in der freien Atmosphäre bisher annehmen mußte; ihr Absorptionskoeffizient ist etwa $^1/_{16}$ von dem für die γ-Strahlen von *RaC* ($\mu_{Wasser} = 3{,}9 \cdot 10^{-2}$); die γ-Strahlung von *ThD* ($\mu_{Wasser} = 3{,}3 \cdot 10^{-2}$) würde einen 13 mal so großen Absorptionskoeffizienten wie die Höhenstrahlung haben. Ändert man die Annahmen für diese wie bei Linke und Seeliger, so wird die Härte noch etwas größer. Jedenfalls muß man die Höhenstrahlung der Größenordnung nach um eine Zehnerpotenz härter annehmen als die bisher bekannten härtesten γ-Strahlen radioaktiver Elemente.

4. Richtung.

Es hat nicht an Versuchen gefehlt, festzustellen, ob für die durchdringende Höhenstrahlung eine bevorzugte Einfallsrichtung existiert, oder wie die Strahlungsintensität sich mit dem Einfallswinkel gegen die Vertikale ändert; solche Angaben wären besonders für die Frage nach dem Ursprung der Strahlung von großer Bedeutung und würden auch eine neue Möglichkeit ergeben, den Absorptionskoeffizienten zu bestimmen (Seeliger[66]), falls man als Quelle der Strahlung eine in großen Höhen der Atmosphäre oder im Weltraum räumlich gleichmäßig verteilte strahlende Substanz voraussetzt. Die bisherigen Ergebnisse solcher Versuche sind aber noch recht unsicher und können nur als erste qualitative Andeutungen angesehen werden.

Zuerst glaubte Gockel[51]) bei seinen Absorptionsversuchen in Gletscherspalten die relativ geringe Abnahme der Strahlung in einer nach oben offenen Spalte dahin deuten zu dürfen, daß die durchdringende Höhenstrahlung annähernd senkrecht zur Erdoberfläche einfällt.

Sodann gibt Swann[90]) an, daß er gemeinsam mit Herrick bei Laboratoriumsversuchen die durchdringende Strahlung in der Abwärtsrichtung etwa 9 Proz. größer als ihren Mittelwert gefunden habe. Dazu wurde als Ionisierungsgefäß ein horizontaler Zylinder verwendet, der in seinem halben Umfang aus Blei und in der anderen Hälfte aus Aluminium bestand. Nimmt man an, daß die Höhenstrahlung eine harte γ-Strahlung ist, so wird die sekundäre β-Strahlung der Gefäßwand nach Zahl und Geschwindigkeit der ionisierenden Elektronen für die Eintritts- und die Austrittsseite der Wand verschieden sein und auch vom Material abhängen. Dreht man daher den Zylinder durch 180°, und hat die Höhenstrahlung eine bevorzugte Richtung, so ist zu erwarten, daß sich infolge der Änderungen der sekundären Gefäßstrahlung während der Drehung Unterschiede gegen den mittleren Betrag der Ionisierungsstärke zeigen. Ein zweiter gleichgebauter Zylinder wurde ohne Drehung als Kompensator für Schwankungen während der Versuche gegengeschaltet, so daß im wesentlichen die durch den Richtungsunterschied bewirkte Ionisierung, soweit sie auf sekundärer Wandstrahlung beruhte, im Quadrantelektrometer zur Messung gelangte. Die Auswertung zahlreicher, an verschiedenen Orten angestellter Versuche ergab die erwähnte Bevorzugung der Abwärtsrichtung. Jedoch wird das Ergebnis als nur vorläufiges bezeichnet wegen noch nicht näher studierter, möglicher Komplikationen durch radioaktive Substanzen in der Nähe.

Zur Frage der Richtung der Höhenstrahlung hat Kolhörster[104]) mit seinen neuen Meßgeräten auf dem Jungfraufirn in 3,55 km Höhe ganztägige Meßreihen ausgeführt, die eine die Fehlergrenze eben überschreitende zweigipfelige Schwankung der Höhenstrahlung von maximal nicht ganz $1\,J$, d. h. 15 Proz. des Gesamtbetrags von $6\,J$, zu ergeben scheinen. Im Inneren des Gletschers war dieser Gang in 4,5 m Eistiefe bei 74 Proz. Absorption noch angedeutet, in 9,7 m Tiefe bei 95 Proz. Absorption verschwunden. In nach oben offenen Gletscherspalten ergab sich eine Andeutung für eine Verschiebung der Maxima der Tagesschwankung mit der Richtung der Spaltöffnung; und aus der Intensitätsabnahme in verschiedener Spalttiefe kann man schließen, daß für die Strahlung an der Oberfläche nur ein Kreis von etwa 50° Durchmesser um den Zenith in Frage kam. Kolhörster gibt an, daß das Minimum der Schwankung mit der Kulmination des Poles der Milchstraße zeitlich zusammenfiel, das Morgenmaximum mit der Kulmination der Milchstraße und das Abendmaximum mit der des Herkules (in der Nähe der Milchstraße). Ein direkter Einfluß des Sonnenstandes war nicht bemerkbar.

Diese Richtungsbeobachtungen von Kolhörster ebenso wie die von Swann und Herrick sind ausdrücklich nur mit Reserve mitgeteilt worden und bedürfen zur theoretischen Verwertung noch gründlicher Nachprüfung und Vervollständigung.

5. Zeitliche Schwankungen.

Über unperiodische oder periodische tägliche oder jährliche Schwankungen des uns hier allein interessierenden Höhenanteils der durchdringenden Strahlung ist nicht mehr zu sagen, als daß sie zu existieren scheinen. Groß können sie aber nicht sein; sonst hätten die verschiedenen Ballonfahrten von Heß und Kolhörster für gleiche Höhen nicht so gut übereinstimmende Ergebnisse gehabt. Aus dem reichen Material der sich mitunter widersprechenden Beobachtungen über Perioden der durchdringenden Strahlung in geringer Seehöhe am Erdboden (z. B. Mache[11]), Benndorf-Dorno-Heß-v. Schweidler-Wulf[38]), Gockel[51, 62]), Bergwitz[54]), Kaehler[77]), Kolhörster[93])) und auch auf hohen Bergen läßt sich jedenfalls so gut wie nichts Quantitatives über Schwankungen der durchdringenden Höhenstrahlung schließen. Am Erdboden werden eventuelle Schwankungen der Höhenstrahlung durch Änderungen der Erd- und Luftstrahlung beträchtlich überdeckt, zumal in geringer Seehöhe, wo die Erdstrahlung ein Mehrfaches der Höhenstrahlung ausmacht.

Immerhin ist zu sagen, daß man schon durch Pacinis[5, 10, 17]) Schwankungsbeobachtungen in 1,09 km Höhe im Appennin sowie durch seine von Kleinschmidt (Gockel[23])) bestätigte Feststellung gleichzeitiger und gleichsinniger Schwankungen über Wasser und Land, ferner durch die Ballonbeobachtungen von Heß[28]) in geringer Höhe auf mögliche zeitliche Änderungen der Höhenstrahlung aufmerksam geworden ist. Auch v. Schweidler[32]) hat Schwankungen über Wasser beobachtet, die vielleicht auf Rechnung der Höhenstrahlung kommen. Nach Messungen auf Bergen halten Gockel[51]) in 2,2 km Höhe und Oberguggenberger[103]) in 1,5 und 2,2 km Höhe unregelmäßige Änderungen der Höhenstrahlung von Tag zu Tag für möglich, während sich nach einer ganzjährigen Meßreihe von Heß und Kofler[65]) in 2,04 km Höhe nichts Positives über etwaige Schwankungen der Höhenstrahlung aussagen läßt. Aussichtsreicher sind solche Hochgebirgsversuche, wenn man durch Beobachtung auf Gletschern die Erdstrahlung ausschaltet, wie es Kolhörster[104]) tat, der die im vorigen Abschnitt beschriebene Tagesschwankung angedeutet fand.

Hervorzuheben ist das durchaus negative Ergebnis mehrerer Versuche, zur Frage des etwaigen Ursprungs der Höhenstrahlung auf der Sonne einen Unterschied der Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung bei Tag und bei Nacht im Ballon (Heß[28])) und mit Hochgebirgsmessungen zu entdecken. Nach Gockel[62]) fand Meyer in 3,19 km Höhe über einer Schneedecke das Mittel der Tageswerte identisch mit dem Mittel der Nachtwerte. Auch Heß und Kofler[65]) konnten in 2,04 km Höhe keinen sicheren Unterschied zwischen den Tag- und Nachtwerten feststellen, Otis[100, 101]) in 4,0 km Höhe auf einem See gleichfalls nicht; ebensowenig fand Kolhörster[104]) in 3,55 km Höhe auf Gletschereis einen Einfluß des Sonnenstandes. Ferner ist hier zu erwähnen, daß von Simpson und Wright[18]) auf einer Kreuzfahrt im Atlantischen Ozean bis zur Südsee sowie von Mc Lennan und Mc Leod[41]) auf einer Fahrt von England nach Kanada, also mit Ausschaltung der Erdstrahlung, keine örtlichen oder zeitlichen Sckwankungen der durchdringenden Strahlung, die mit dem Sonnenstande zusammenhängen könnten, nachweisbar waren.

Ebensowenig konnte eine Beeinflussung der durchdringenden Strahlung durch Sonnenfinsternisse festgestellt werden, wie sich aus Ballonversuchen von Heß[28]) und Bodenbeobachtungen von de Broglie[30]), Palazzo[69]) und Kolhörster[70]) in geringer Seehöhe ergibt.

Eine reelle Zunahme der durchdringenden

Strahlung fand im Mai 1910 beim Durchgang des Halleyschen Kometen statt, und wurde wahrscheinlich von diesem verursacht, was Wigand[61]) nachgewiesen hat. Damals ist an 11 verschiedenen Orten in Europa, Afrika und Amerika durch Beobachtung der durchdringenden Strahlung oder der luftelektrischen Zerstreuung, Leitfähigkeit und Ionenzahl eine erhöhte Ionisierung gefunden worden, die zeitlich mit dem Durchgang des Kometen zusammentraf. Die am Erdboden gemessene durchdringende Strahlung stieg in Frascati (Pacini[10])) von 30 auf 50, in Freiburg (Schweiz) (Gockel[23, 25])) von 10 auf 13,5, in Toronto (Thompson[19])) von 30 auf 100 und 130 J, die luftelektrische Zerstreuung im Freien, nicht im geschlossenen Gefäß, stieg beispielsweise in Halle a. S. (Wigand[15])) im Verhältnis 2:7. Es ist anzunehmen, daß die Erhöhung der Zerstreuung, Leitfähigkeit und Ionenzahl ebenfalls, wie an den drei Orten direkt beobachtet, auf einer Verstärkung der durchdringenden Strahlung beruhte. Der zeitlich-örtliche Ablauf dieser Störung läßt einen ostwestlichen Umlauf um die Erde mit ziemlich gleicher Geschwindigkeit erkennen und legt es nahe, die Ursache in einer materiellen radioaktiven Substanz zu sehen, die beim Durchgang der Erde durch den Kometenschweif von den oberen Schichten der Atmosphäre festgehalten und von dem dort herrschenden Ostwind gleichmäßig fortbewegt wurde.

Wenn die Quelle der durchdringenden Höhenstrahlung eine in den oberen Luftschichten ausgebreitete strahlende Substanz mit einer unteren Grenze unterhalb 30 km Höhe ist, so lassen sich, wie Seeliger[66]) gezeigt hat, Schwankungen der beobachteten Strahlungsintensität auch durch Änderungen der Höhenlage der unteren Grenze der strahlenden Schicht deuten.

V. Ursprung.

Die Hypothesen über den Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung sehen die Strahlungsquelle entweder außerterrestrisch im Kosmos oder in den höheren Schichten der Erdatmosphäre (Heß[28, 33]), v. Schweidler[32]), Seeliger[66])). Aus dem mannigfachen Für und Wider läßt sich noch kein klares Bild erkennen, und man muß vorerst noch mit mehreren Möglichkeiten rechnen.

Ein kosmischer Ursprung, und zwar auf der Sonne, ist zuerst von Richardson[3]) für die am Erdboden beobachtete durchdringende Strahlung vermutet worden, da sich für diese aus Dauerbeobachtungen eine tägliche Periode im Zusammenhang mit dem Sonnenstand ergeben hatte. Diese Periode ist aber nachweislich nur sekundär über meteorologische Faktoren durch die Sonne bedingt; und die Richardsonsche Hypothese läßt sich, wie unter Anderen Kurz[7]) gezeigt hat, für die am Boden beobachtete durchdringende Strahlung, die als außerterrestrische γ-Strahlung durch die Atmosphäre zu stark absorbiert werden würde und überwiegend auf der Erdstrahlung beruht, nicht halten.

Denkt man bei der Herkunft des Höhenanteils der durchdringenden Strahlung, was ja nahe liegt, an eine direkte Strahlung des γ-Typs von der Sonne oder einem anderen Himmelskörper her, so ergibt die Berechnung, wie v. Schweidler[32]) gezeigt hat, eine unwahrscheinlich hohe Radioaktivität der betreffenden Himmelskörper. Für die Sonne oder den Mond müßte, wenn ihre Oberflächenschichten aus einem einheitlichen radioaktiven Stoffe ohne inaktive Beimengungen bestünden, dieser Stoff eine 170 mal größere Zerfallskonstante haben als Uran; den Planeten und Fixsternen müßte man eine noch höhere Aktivität zuschreiben, um die beobachtete Stärke der Höhenstrahlung zu erklären.

Die Herkunft der durchdringenden Höhenstrahlung als direkte Strahlung von der Sonne ist ausgeschlossen durch den im vorangehenden Abschnitt besprochenen Nachweis, daß in geringer und größerer Seehöhe die Strahlungsintensität bei Tag und Nacht dieselbe ist und auch bei Sonnenfinsternissen ungeändert bleibt, und daß über Gletschereis und See keine mit dem Sonnenstande zusammenhängenden Schwankungen feststellbar sind.

Damit ist jedoch die Sonne als mögliche Quelle der Höhenstrahlung noch nicht erledigt. Denn es könnte auch sein, daß von der Sonne ausgehende β- oder α-Strahlen (oder andere elektrische Massestrahlen), wie sie für Polarlicht und Erdmagnetismus eine Rolle spielen, in der Erdatmosphäre an Gasmolekeln oder Staubteilchen ihre kinetische Energie in eine sekundäre γ-Strahlung von so großer Härte umsetzen, daß auf diese Weise die durchdringende Höhenstrahlung entsteht. Der Sitz der Höhenstrahlungsquelle wäre so in die oberen Schichten der Erdatmosphäre verlegt, wenn auch die Primärstrahlung als Ursache der Erregung von der Sonne käme. Träfe diese Vermutung zu, so wäre wegen der Ablenkung der Primärstrahlung im erdmagnetischen Felde zwar nur ein geringer Einfluß der Sonnenabdeckung, aber eine merkliche Intensitätsveränderung der Höhenstrahlung mit der geographischen Breite, sowie ein Zusammenhang mit Polarlichtern zu erwarten (Kolhörster[70]), Swinne[71])), worüber aber noch keine Beobachtungen vorliegen.

Schwierigkeiten entstehen bei dieser zuerst von v. Schweidler[52]) erörterten Hypothese wie bei der Annahme, daß die Höhenstrahlung als γ-Strahlung direkt von der Sonne komme, für die Erklärung der großen Energie der Höhenstrahlung. Eine Berechnung der Energiebilanz dieses Prozesses hat Seeliger[66]) ausgeführt.

Ob die zur Erregung der Höhenstrahlung angenommene Primärstrahlung von der Sonne her aus Elektronen oder positiven Masseteilchen bestehen würde, läßt sich nur vermuten. Kolhörster[70]) nimmt Glühelektronen an. Swinne[71]) denkt besonders an die sehr schnellen Heliokathodenstrahlen, auf die Birkeland nach den erdmagnetischen Störungen geschlossen hat, und die von den aktiven Stellen der Sonne (Flecken und Fackeln) ausgesandt werden sollen. Und auch Swann[73]) sieht in den bei der Birkelandschen Polarlichttheorie angenommenen schnellen Elektronenstrahlen der Sonne die Erreger der durchdringenden Höhenstrahlung in der oberen Erdatmosphäre. Pacini[102]) vermutet, daß die durchdringende Höhenstrahlung mit dem Strome geladener Teilchen zusammenhängt, der von den aktiven Stellen der Sonne ausgesandt wird, und zu dessen Annahme man durch die von Bauer[81]) nachgewiesene gleichzeitige und gleichsinnige Änderung des luftelektrischen Spannungsgefälles und der Sonnenfleckentätigkeit geführt wird.

Andererseits meint v. Schweidler[92]), daß haupsächlich positive Wasserstoffkerne eventuell in Betracht kämen, die nicht von den aktiven Stellen der Sonne als Bündel ausgehen, sondern gleichmäßig von der ganzen Sonnenoberfläche emittiert werden und bei ihrer großen magnetischen Steifigkeit bis in niedere Breiten der Erdatmosphäre gelangen.

Daß bestimmte Teile des Fixsternhimmels, nämlich solche, in denen Sterne von geringer Dichte (Nebelsterne) und die jungen roten Riesensterne vorhanden sind, als Sitz einer so hohen Radioaktivität anzusprechen seien, daß von dort eine γ-Strahlung von der Härte und Intensität der Höhenstrahlung ausgehen könnte, ist der Inhalt einer Hypothese von Nernst[88]). Danach würden vor allem Nebelflecke und die Nähe der Milchstraße als direktes Ausstrahlungsgebiet der Höhenstrahlung in Betracht kommen, und man könnte bestimmte tägliche Perioden der Strahlungsintenstät erwarten, wenn es sich um begrenzte Gebiete handelt, die mit der Erddrehung auf- und untergehen und so die zum Beobachtungsort kommende Höhenstrahlung verschieden dicke Luftschichten passieren lassen. Derartige Schwankungen und durch Ausblendung in Gletscherspalten bewirkte Richtungseffekte sind in den von Kolhörster[104]) ausgeführten und mit allem Vorbehalt mitgeteilten Beobachtungen auf dem Jungfraufirn in 3,55 km Höhe (vgl. Abschnitt „Richtung") angedeutet, so daß es den Anschein hat, als sei besonders das Gebiet der Milchstraße eine Quelle der durchdringenden Höhenstrahlung, für deren Herkunft nur ein Kreis um den Zenith von 50° Durchmesser in Frage kommt.

Geht man bei der Annahme einer kosmischen Quelle der durchdringenden Höhenstrahlung einen Schritt weiter, und nimmt den ganzen Weltraum als gleichmäßig mit der strahlenden Materie erfüllt an, so ergeben sich, wie v. Schweidler[52]) gezeigt hat, zwar auch noch hohe, aber doch wahrscheinlicher als bei einzelnen Weltkörpern anmutende Werte der Radioaktivität, nämlich $^1/_{1200}$ von der des Urans, oder das 100fache der die Erdrinde zusammensetzenden Gesteine. Seeliger[66]) kommt zu ähnlichen Werten. Die beobachtete Ionisierungsstärke ist unabhängig von der Dichte, mit der die strahlende Substanz im Raum verteilt ist, und hängt nur ab von deren gesamter aktiver Masse.

Formal nicht verändert wird (nach Seeliger[66])) das Problem, wenn man die im Kosmos räumlich gleichmäßig verteilte aktive Substanz auch die oberen Atmosphärenschichten bis zu etwa 30 km Höhe hinab erfüllend denkt. So kommt man zur Hypothese des atmosphärischen Ursprungs der durchdringenden Höhenstrahlung, die zuerst von Wigand (nach Kolhörster[43])) so gefaßt wurde, daß unter der Wirkung der atmosphärischen Temperaturschichtung an der Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre, also in etwa 11 km Höhe, oder darüber in der Stratosphäre radioaktive Produkte angehäuft seien, von denen die Höhenstrahlung ausgehe. Eine gewisse Stütze für diese Ansicht geben die im vorigen Abschnitt besprochenen Beobachtungen beim Durchgang des Halleyschen Kometen (Wigand[61])), aus denen mit Wahrscheinlichkeit hervorgeht, daß aktive Substanzen in den oberen Luftschichten imstande sind, eine am Erdboden meßbare durchdringende Strahlung auszusenden. Die beim Kometendurchgang gemachten Beobachtungen von Dämmerungsanomalien, besonderen Trübungen und Leuchterscheinungen in den oberen Luftschichten sprechen dafür, daß die Strahlungsquelle eher aus festen Teilchen („Staub") als aus Gasen bestand. Und auch der für die Höhenstrahlungsquelle in der oberen Atmosphäre angenommene aktive Stoff wird wahrscheinlich eher Staub als Gas sein, da eine Ansammlung fester kleiner Teilchen in horizontaler Schichtung durch die stabile Luftschichtung besonders begünstigt wird. Bei diesem Schweben

spielt vermutlich die Erwärmung der Staubteilchen über die Temperatur der umgebenden Luft durch Absorption von Wärmestrahlung und auch durch radioaktive Zerfallswärme eine Rolle, indem sich die Teilchen, nach einer Vorstellung von Linke[57]), mit einer warmen Lufthülle umgeben, die sie eventuell sogar zum Aufsteigen befähigen könnte.

Die Hypothese einer radioaktiven Staubsuspension in der unteren Stratosphäre ist von Linke[57]) rechnerisch geprüft worden mit dem Ergebnis, daß die Kolhörsterschen Ballonbeobachtungen erklärbar sind, wenn man die Quelle der Strahlung in einer horizontalen Luftschicht mit gleichmäßig ausgebreiteter aktiver Substanz sucht, deren Schwerpunkt um rund 20 km Höhe liegt; der Höhenstrahlung ist dabei ein Absorptionskoeffizient $\mu_{\text{Luft}} = 0{,}46 \cdot 10^{-5}\,\text{cm}^{-1}$ zuzuschreiben. Nimmt man einen größeren Anteil der sekundären Wandstrahlung an der beobachteten Ionisierung im Wulfschen Apparat an, als sich aus den Eichungen mit γ-Strahlen von *RaC* ergeben hat, so ist die strahlende Schicht in größere Höhe zu rücken. Ihre untere Grenze wird vermutlich nicht unter 11 km, die Grenze der Stratosphäre, reichen, während ihre obere Grenze in 60 bis 80 km Höhe mit der Grenze der Dämmerungserscheinungen zusammenfallen dürfte.

Seeliger[68]) hat mit den Kolhörsterschen Ballonbeobachtungen das Problem einer in der oberen Atmosphäre und im Kosmos räumlich gleichmäßig ausgebreiteten, staubförmigen strahlenden Substanz theoretisch allgemeiner behandelt, auch mit Berücksichtigung der Streuung der Strahlung neben der reinen Absorption, und den Absorptionskoeffizienten von der Größenordnung $\mu_{\text{Luft}} = 0{,}5 \cdot 10^{-5}\,\text{cm}^{-1}$ gefunden, sowie für den Linkeschen Sonderfall dessen Rechnungen bestätigt. Nimmt man die untere Grenze der strahlenden Substanz oberhalb 30 km Höhe an, so ist die Höhenlage dieser Grenze nur von geringem Einfluß auf das Ergebnis der Rechnung. Liegt die untere Grenze unterhalb 30 km Höhe, so werden sich Änderungen ihrer Höhenlage in Schwankungen der Höhenstrahlung in den unteren Luftschichten äußern. Für die Aktivität der in den oberen Atmosphärenschichten oder im Kosmos verteilten strahlenden Substanz ergeben sich, wie schon erwähnt, im Vergleich mit den bekannten radioaktiven Substanzen der Erdrinde, recht hohe Werte; zur Erzielung der Aktivität einer Säule, die mit dem Querschnitt 1 cm aus der strahlenden Schicht ausgeschnitten ist, müßten bei 10 km Höhe der unteren Grenze $2{,}5 \cdot 10^{-8}$ g *RaC* in ihr verteilt sein. Einen ähnlichen Wert finden Linke[57]) und Bergwitz[58]). Letzterer hat besonders auf die Bedenken gegen die Hypothese der radioaktiven Staubsuspension in der Stratosphäre hingewiesen.

Die Berufung auf die Eigenschaften der bisher bekannten radioaktiven Substanzen kann nicht als dringender Gegengrund gegen die mögliche Richtigkeit der Hypothesen zur Erklärung des Ursprungs der Höhenstrahlung gelten, da in der Stratosphäre oder im Kosmos auch Substanzen mit anderen radioaktiven Eigenschaften vorhanden sein könnten, deren man am Erdboden wegen ihrer geringen Menge noch nicht habhaft geworden ist. Daß es sich schon qualitativ um etwas ganz Neues handelt, zeigt ja die große Härte der Höhenstrahlung; denn keine der sämtlichen Hypothesen über den Ursprung dieser Strahlung kann dafür, daß ihr Absorptionskoeffizient rund 10 mal kleiner ist als der kleinste bekannte γ-Strahlenwert, mit Beziehung auf bisher Bekanntes eine Erklärung geben. Das Energiequantum $h\nu$ hat bei der durchdringenden Höhenstrahlung und ihrem Erzeugungsprozeß eine in keinem bisher bekannten physikalischen Vorgang erreichte Größe.

Die Herkunft des in der Stratosphäre angenommenen strahlenden Staubes wird vorwiegend kosmisch sein (Linke[57]), wofür auch die Analogie des Kometeneffekts spricht. Nähere Vorstellungen hierzu hat Swinne[71]) entwickelt, der sich den in den oberen Luftschichten schwebenden, aktiven kosmischen Staub möglicherweise aus radioaktiven Rückstoßatomen gebildet denkt, die von der Sonne ausgesandt werden, wenn eine Ausstrahlung Birkelandscher Heliokathodenstrahlen durch besonders energischen radioaktiven Zerfall stattfindet.

Bei den Möglichkeiten, die Quelle der Höhenstrahlung in der Erdatmosphäre zu suchen, ist ferner ein radioaktives Gas als Bestandteil der Luft auch in der Troposphäre in Betracht zu ziehen. Schroedinger[29]) hat für gleichmäßige Durchmischung der Luft mit den strahlenden Substanzen die Höhenverteilung der Strahlung berechnet, die aber eine gänzlich andere ist als die beobachtete, jedenfalls von 5,5 km Höhe an keine Zunahme nach oben mehr zeigt. Die tatsächlich vorhandenen Emanationen mit ihren Zerfallsprodukten ergeben als „Luftstrahlung", wie schon erwähnt, höchstens 0,2 *J*, also zur Erklärung der durchdringenden Höhenstrahlung quantitativ vollkommen unzureichende Strahlungswerte.

v. Schweidler[52]) erörtert die Möglichkeit, daß ein leichtes radioaktives Gas, nach dem Daltonschen Gesetz in der Atmosphäre verteilt in großer Höhe praktisch allein vorhanden wäre, und zeigt, daß sich die beobachtete Höhenverteilung der durchdringenden Strahlung so nicht erklären läßt, weil die beobachteten Werte in

größerer Höhe, verglichen mit den berechneten, eine zu starke Zunahme der Strahlung mit der Höhe ergeben. Ein atmosphärisches Gas, das Gockel[51]) für diskutierbar halten möchte, muß daher nach diesen Berechnungen als Strahlungsquelle ausscheiden.

Es bleibt schließlich noch für atmosphärischen Ursprung der Höhenstrahlung denkbar, daß in der Troposphäre mit zunehmender Höhe der Gehalt an Emanationen und ihren Zerfallsprodukten nicht schnell abnimmt, wie man bei der Herkunft der Emanationen ausschließlich von der Erde nach den Zerfallszeiten und dem Betrage des vertikalen Luftaustausches annehmen müßte (Heß und Schmidt[67]), sondern aus irgendeinem unbekannten Grunde zunimmt. Das könnte etwa bei irdischer Herkunft der Emanationen dadurch eintreten, daß an bestimmten Stellen der Erdoberfläche besonders kräftige Luftströme aufsteigen, oder, wie Bongards[74, 95]) es sich denkt, durch Emanationseinstrahlung von der Sonne her, im Zusammenhang mit der Sonnentätigkeit. Bei einer solchen vertikalen Emanationsverteilung in der Troposphäre mit Zunahme nach oben wäre es denkbar, daß die beobachteten Werte der Höhenstrahlung ein direktes γ-Strahlenmaß des umgebenden Emanationsgehalts der betreffenden Höhe wären, wobei die größere Härte der Höhenstrahlung durch die Höhenverteilung der Emanation vorgetäuscht sein könnte. Hat auch diese Hypothese wenig Wahrscheinlichkeit für sich, so war sie doch in Anbetracht fehlender zuverlässiger Emanationsbestimmungen aus der freien Atmosphäre und wegen der von Bongards geltend gemachten Anzeichen nicht von vornherein ganz abzulehnen. Neuerdings ist sie aber zwingend widerlegt worden durch noch nicht veröffentlichte, von Wigand und Wenk (1923—24) ausgeführte Flugzeugmessungen des Radium-Emanationsgehaltes der Luft bis 4 km Höhe nach der direkten Kondensationsmethode, wobei sich ergab, daß der Emanationsgehalt mit zunehmender Höhe schnell auf einen sehr kleinen Betrag abnimmt, schneller noch, als die Berechnungen von Heß und Schmidt erwarten lassen. Die an verschiedenen Tagen gemachten Aufstiege zeigen keine Andeutung für Abweichungen von dieser Norm und lassen den Einfluß der Luftschichtung auf die vertikale Abnahme der Radiumemanation erkennen, entsprechend ihrer Herkunft von der Erde. Die Emanationen von Thorium und Actinium mit ihren Zerfallsprodukten können danach wegen ihrer kurzen Lebensdauer in noch wesentlich geringere Höhen gelangen. Ob nicht doch zu gewissen Zeitpunkten im Zusammenhang mit der Sonnentätigkeit Emanationen von oben in die Troposphäre bis in die unteren Kilometer eindringen können, beabsichtigt Bongards[72]) (und nach persönlicher Mitteilung) durch Flugzeugmessungen der aktiven festen Zerfallsprodukte zu untersuchen. Sollte sich hierbei wider Erwarten und abweichend von den Messungen von Wigand und Wenk ein positives Ergebnis herausstellen, so wäre damit noch keine Erklärung der Höhenstrahlung durch Emanationen in der Troposphäre möglich, da an vielen Tagen die Radiumemanationsmenge vom Boden aus mit zunehmender Höhe schnell abnimmt und die Zunahme der Höhenstrahlung oberhalb 2 km Höhe stets gefunden wird.

VI. Zusammenhang mit Erdfeldproblem.

Das Grundproblem der luftelektrischen Forschung, die Aufrechterhaltung des elektrostatischen Feldes in der Erdatmosphäre, haben Swann[63, 73, 90]) und v. Schweidler[68, 76]) unabhängig voneinander in Beziehung zur durchdringenden Höhenstrahlung gebracht. Es handelt sich hier um die Erklärung des „Gegenstromes", d. h. des Vorganges, durch den die negative Erdladung und das elektrische Feld in der Atmosphäre aufrecht erhalten wird, obwohl der vertikal von oben nach unten gerichtete Leitungsstrom besteht, der die felderzeugenden Ladungen dauernd ausgleicht. Die physikalische Natur dieses durch v. Schweidler[56]) zur klaren Formulierung des Problems eingeführten Gegenstroms, der dem Erdboden negative und der Atmosphäre positive Ladung zuführt, ist noch unbekannt. Ein Versuch v. Schweidlers[68]), ihn direkt als harte β-Strahlung am Erdboden nachzuweisen, verlief zwar ebenso wie ein ähnlicher Versuch von Swann[90, 105]) ergebnislos; v. Schweidler[76]) hält aber, wie auch Swann[90]), diesen Befund noch nicht für entscheidend und eine Wiederholung des Versuches unter günstigeren Bedingungen für erwünscht. Von Swann[55]), v. Schweidler[56, 76]), Seeliger[75]), Kähler[82]) und Gockel[96]) sind die zur Deutung des Gegenstromes in Betracht kommenden Annahmen eingehend und erschöpfend diskutiert worden.

Die Hypothese von Swann und v. Schweidler besteht nun darin, daß die von oben kommende durchdringende Höhenstrahlung an den Luftmolekeln eine vorzugsweise vertikal nach unten gerichtete Austrittsstrahlung erzeugen soll, eine aus Elektronen bestehende Sekundärstrahlung, die den gesuchten Gegenstrom zur Kompensation des vertikalen Leitungsstromes darstellt. Daß die von harten γ-Strahlen ausgelösten, sehr schnellen Elektronen hauptsächlich in der Fortsetzung der Richtung der erregenden γ-Strahlung

ausgesandt werden, ist durch die Versuche von Bragg, Kohlrausch und Schroedinger[48]), sowie von Prelinger[83]) erwiesen; der Überschuß der sekundären Austrittsstrahlung über die Eintrittsstrahlung (gemessen durch den Asymmetriekoeffizienten) ist bei den leichteren festen Elementen als Sekundärstrahlern beträchtlich und wächst mit der Härte der primären γ-Strahlung. Daher ist, wenn man diese Ergebnisse auch auf Gase ausdehnen darf, bei den leichten Atomen der Luft und der großen Härte der Höhenstrahlen darauf zu rechnen, daß die sekundäre Elektronenstrahlung die Richtung vertikal abwärts besonders stark bevorzugt und an Geschwindigkeit die schnellsten bekannten β-Strahlen radioaktiver Substanzen übertrifft. Die direkte Ionisierung der Luft durch Elektronen, deren Geschwindigkeit der des Lichtes sehr nahe kommt, soll nur gering sein (Swann[97, 105]), Angenheister[106]).

Wenn es auch noch nicht gelungen ist, diese abwärts gerichteten β-Strahlen und ihre Erzeugung durch die durchdringende Höhenstrahlung direkt nachzuweisen, oder auch nur mit einiger Sicherheit eine Übereinstimmung zeitlicher Variationen des Spannungsgefälles und der Höhenstrahlung zu finden, so gibt es doch einige andere Erscheinungen, die für die vermutete ursächliche Verknüpfung der durchdringenden Höhenstrahlung mit der Erhaltung des Erdfeldes sprechen.

Durch Messungen von Leitfähigkeit und Spannungsgefälle bei Ballonhochfahrten bis 9 km Höhe haben Wigand und Everling[84, 85, 86]) nachgewiesen, daß die vertikale Leitungsstromdichte in der freien Atmosphäre in ihrem allgemeinen Verlauf mit zunehmender Höhe abnimmt. Daraus ist zu folgern, daß sich in höheren wie in tieferen Schichten der Atmosphäre ein nicht auf Ionenleitung beruhender Vorgang abspielt, der die betreffenden Schichten dauernd zu Quellen eines von oben nach unten gerichteten Vertikalstroms macht. Dieser Vorgang kann identisch sein mit dem das Erdfeld erhaltenden „Gegenstrom" und nach der Hypothese von Swann und v. Schweidler darin bestehen, daß die durchdringende Höhenstrahlung eine vertikal gerichtete Ionisierung bewirkt, bei der die entstandenen negativen Elektronen relativ zu den zugehörigen positiven Ionen nach unten verschoben werden.

Zwei andere Feststellungen, die den Zusammenhang des elektrostatischen Erdfeldes mit von der Sonne kommenden elektrischen Strahlungen beweisen, sind hier noch zu erwähnen, im Hinblick auf die vermutete Wirkung der Höhenstrahlung als Erdfeld-Erhalter und diejenige Ursprungshypothese der Höhenstrahlung, die diese für eine durch Elektronen oder positive Massestrahlen der Sonne in der oberen Atmosphäre ausgelöste Sekundärstrahlung ansieht. Bauer[81]) hat gezeigt, daß an elektrisch normalen Tagen für ungestörte Orte sich das luftelektrische Spannungsgefälle gleichsinnig mit der Sonnenfleckentätigkeit ändert. Und Mauchly[89]) und Hoffmann[94]) haben unabhängig voneinander gefunden, daß die 24stündige Hauptwelle der täglichen Periode des Spannungsgefälles auf dem größten Teil der Erde, besonders über den Ozeanen, in der Arktis und Antarktis, gleichzeitig verläuft, also nicht durch die Ortszeit, sondern durch die absolute Zeit bestimmt wird; vgl. auch Angenheister[106]).

VII. Aufgaben.

Die weitere Erforschung der durchdringenden Höhenstrahlung sieht eine Fülle von Aufgaben vor sich. Das Meßverfahren muß durch Steigerung der Empfindlichkeit so weit gefördert werden, daß auch in geringer Seehöhe mit dem vollen Rüstzeug des Laboratoriums erfolgreiche Untersuchungen möglich werden. Versuche in dieser Richtung durch Steigerung der Ionisierungswirkung mit Erhöhung der Dichte des Füllgases und des Wandmaterials des Gefäßes, sowie durch Verwendung von Zählmethoden für Einzelstrahlen und hochempfindliche Elektrometer von kleiner Kapazität liegen bereits vor.

Sodann ist eine Klärung der Frage nach dem von der Höhenstrahlung erregten Betrag der sekundären Wandstrahlung des Gefäßes erforderlich, damit man die in der freien Luft tatsächlich herrschende Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung angeben kann. Die mit γ-Strahleneichung bestimmten Werte der sekundären Gefäßstrahlung weichen vermutlich von den für die härtere Höhenstrahlung gültigen nicht unerheblich (anscheinend nach unten) ab.

Von den Eigenschaften der Höhenstrahlung interessiert zurzeit am meisten ihre Richtung. Da in 4 km Höhe etwa der 10fache, bereits gut meßbare Betrag des Bodenwertes der Höhenstrahlung herrscht, wird man zunächst mit dem schon weitgehend vervollkommneten, aber noch meßempfindlicher und störungsfreier zu gestaltenden und auch zur Registrierung einrichtbaren, transportablen Meßgerät in solcher Höhe im Hochgebirge die Versuche über die Änderung der durch die Höhenstrahlung bewirkten Ionisierungsstärke mit der Einfallsrichtung fortzusetzen haben. Solche Versuche sind, auch in geringerer Seehöhe, besonders in hohen und niedrigen Breiten erwünscht.

Erst nach Klärung der Richtungsfrage und der damit zusammenhängenden Frage der Streu-

ung kann man zu einem zuverlässigen Werte für den Absorptionskoeffizienten gelangen, der vorerst mangels näherer Kenntnisse über die Richtung der Strahlung nur der Größenordnung nach angebbar ist.

Damit wird dann auch die Frage nach der physikalischen Natur der Höhenstrahlung reif, die Entscheidung, ob es sich wirklich entsprechend der allgemeinen Annahme um eine γ-Strahlung mit angebbarer Wellenlänge handelt, oder vielleicht um eine β-Strahlung, deren Geschwindigkeit wegen ihrer großen Durchdringungsfähigkeit der Lichtgeschwindigkeit wesentlich näher kommen müßte als die der härtesten bekannten β-Strahlen.

Das zurzeit am meisten noch der Spekulation unterworfene Problem des Ursprunges der Höhenstrahlung ist durch nähere Kenntnis ihrer Eigenschaften und eingehendes Studium der gekoppelten irdischen und kosmischen Erscheinungen der Lösung zuzuführen, wobei die Aufdeckung zeitlicher und örtlicher Schwankungen eine wichtige Rolle spielen wird und die Verwendung von Luftfahrzeugen, besonders von unbemannten Ballonen, zur Messung der Höhenverteilung bis in große Höhen der Stratosphäre hinauf unerläßlich ist.

Literaturverzeichnis.

1) E. Rutherford u. H. L. Cooke, Phys. Rev. **16**, 183, 1903; Phil. Mag. (6) **6**, 403, 1903.
2) N. R. Campbell, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **2**, 434, 1905.
3) O. W. Richardson, Nature **73**, 607; **74**, 55, 1906.
4) J. C. McLennan, Physik. Zeitschr. **9**, 440, 1908.
5) D. Pacini, Rendic. Ac. Linc. (5a) **18**, 123, 1909.
6) Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **10**, 152, 1909.
7) K. Kurz, Physik. Zeitschr. **10**, 834, 1909.
8) A. Gockel, Physik. Zeitschr. **10**, 845, 1909.
9) Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **10**, 997, 1909.
10) D. Pacini, Ann. Uff. Centr. Meteorol. Ital. **32**, parte 1a, 1910.
11) H. Mache, Wien. Ber. (IIa) **119**, 55, 1910.
12) A. Gockel, Physik. Zeitschr. **11**, 280, 1910.
13) K. Bergwitz, Habil.-Schr. Braunschweig 1910.
14) E. v. Schweidler, Wien. Ber. (IIa) **119**, 1839, 1910.
15) A. Wigand, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **12**, 511, 1910.
16) Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **11**, 811, 1910.
17) D. Pacini, Le Radium **8**, 307, 1911.
18) G. C. Simpson u. C. S. Wright, Proc. R. Soc. London (A) **85**, 175, 1911.
19) A. Thompson, Terr. Magn. and Atm. Electr. **16**, 25, 1911.
20) A. Gockel, Physik. Zeitschr. **12**, 595, 1911.
21) J. C. Mc Lennan u. E. N. Macallum, Phil. Mag. (6) **22**, 639, 1911.
22) V. F. Heß, Wien. Ber. (IIa) **120**, 1205 u. 1575, 1911; Physik. Zeitschr. **12**, 998, 1911.
23) A. Gockel, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **9**, 1, 1912.
24) D. Pacini, Nuovo Cimento (VI) **3**, 93, 1912.
25) A. Gockel, Arch. de Genève **34**, 120, 1912.
26) L. V. King, Phil. Mag. (6) **23**, 242, 1912.
27) E. v. Schweidler, Wien. Ber. (IIa) **121**, 1297, 1912.
28) V. F. Heß, Wien. Ber. (IIa) **121**, 2001, 1912; Physik. Zeitschr. **13**, 1084, 1912.
29) E. Schroedinger, Wien. Ber. (IIa) **121**, 2391, 1912.
30) M. de Broglie, C. R. **154**, 1654, 1912.
31) A. Gockel, Arch. de Genève **35**, 396, 1913.
32) E. v. Schweidler, Wien. Ber. (IIa) **122**, 137, 1913.
33) V. F. Heß, Wien. Ber. (IIa) **122**, 1053 u. 1481, 1913; Physik. Zeitschr. **14**, 610, 1913.
34) K. Bergwitz, Physik. Zeitschr. **14**, 953, 1913.
35) C. Dorno, Physik. Zeitschr. **14**, 956, 1913.
36) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **14**, 1066, 1913.
37) V. F. Heß, Physik. Zeitschr. **14**, 1135, 1913; Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **15**, 1002, 1913.
38) H. Benndorf, C. Dorno, V. F. Heß, E. v. Schweidler u. Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **14**, 1141, 1913.
39) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **14**, 1153, 1913; Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **15**, 1111, 1913.
40) L. V. King, Phil. Mag. (6) **26**, 604, 1913.
41) J. C. Mc Lennan u. A. R. Mc Leod, Phil. Mag. (6) **26**, 740, 1913.
42) W. Kolhörster, Mitteil. d. Naturf. Ges. Halle **3**, Nr. 5, 1913.
43) W. Kolhörster, Das Weltall **14**, 97 u. 118, 1914.
44) A. Wigand, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **16**, 232, 1914; Terr. Magn. and Atm. Electr. **19**, 93, 1914.
45) W. Kolhörster, A. Wigand u. K. Stoye, Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 4, 1914.
46) E. v. Schweidler, Physik. Zeitschr. **15**, 685, 1914.
47) W. Kolhörster, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **16**, 719, 1914; Beitr. z. Physik d. fr. Atm. **7**, 87, 1914/15.
48) K. W. F. Kohlrausch u. E. Schroedinger, Wien. Ber. (IIa) **123**, 1319, 1914.
49) Chr. Jensen, W. Kolhörster u. P. Perlewitz, Jahrb. d. Hamburg. Wiss. Anst. **32**, 3. Beiheft, 1914/15.
50) J. C. Mc Lennan u. H. G. Murray, Phil. Mag. **30**, 428, 1915.
51) A. Gockel, Physik. Zeitschr. **16**, 345, 1915; Met. Zeitschr. **33**, 15, 1916.
52) E. v. Schweidler, Elster-Geitel-Festschrift, Braunschweig 1915, S. 411.
53) G. Hoffmann, Elster-Geitel-Festschrift, Braunschweig 1915, S. 435.
54) K. Bergwitz, Elster-Geitel-Festschrift, Braunschweig 1915, S. 585.
55) W. F. G. Swann, Terr. Magn. and Atm. Electr. **20**, 105, 1915.
56) E. v. Schweidler, Enzyklop. d. math. Wiss. IV, 1, 9, S. 235.
57) F. Linke, Met. Zeitschr. **33**, 157 u. 510, 1916.
58) K. Bergwitz, Met. Zeitschr. **33**, 310, 1916.
59) W. F. G. Swann, Proc. Second Pan Amer. Scient. Congr. (Washington 1915) 1916.
60) V. F. Heß u. R. W. Lawson, Wien. Ber. (IIa), **125**, 285 u. 585, 1916.
61) A. Wigand, Physik. Zeitschr. **18**, 1, 1917.
62) A. Gockel, Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturf. Ges. **54**, Abh. 1, 1917.
63) W. F. G. Swann, Phys. Rev. (2) **9**, 555, 1917.
64) E. v. Schweidler, Wien. Ber. (IIa) **126**, 1009, 1917.
65) V. F. Heß u. M. Kofler, Physik. Zeitschr. **18**, 585, 1917; Wien. Ber. (IIa) **126**, 1394, 1917; Met. Zeitschr. **35**, 137, 1918.
66) R. Seeliger, Münch. Ber., math.-phys. Kl. 1918, S. 1.
67) V. F. Heß u. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. **19**, 109, 1918.
68) E. v. Schweidler, Wien. Ber. (IIa) **127**, 515, 1918.
69) L. Palazzo, Mem. d. Soc. d. Spettrosc. Ital. **8**, ser. 2a, 1919.
70) W. Kolhörster, Die Naturwiss. **7**, 412, 1919.
71) R. Swinne, Die Naturw. **7**, 529, 1919.
72) H. Bongards, Met. Zeitschr. **36**, 339, 1919.
73) W. F. G. Swann, Journ. Franklin Inst. Nov. 1919, S. 577.

74) H. Bongards, Physik. Zeitschr. **21**, 141, 1920.
75) R. Seeliger, Ann. d. Phys. **62**, 464, 1920.
76) E. v. Schweidler, Ann. d. Phys. **63**, 726, 1920.
77) K. Kähler, Veröff. d. Preuß. Met. Inst. Nr. 309, Abh. 7, Nr. 2, 39, 1920; Physik. Zeitschr. **21**, 324, 1920.
78) C. H. Kunsman, Phys. Rev. (2) **16**, 349, 1920.
79) K. M. Downey, Phys. Rev. (2) **16**, 420, 1920; **20**, 186, 1922.
80) A. Wigand, Physik. Zeitschr. **22**, 36, 1921.
81) L. A. Bauer, Terr. Magn. and Atm. Electr. **26**, 33, 1921; Bull. Nation. Research Council, Washington, Nr. 17, 59, 1922 (Amer. Geophys. Union, Sect. Terr. Magn. and Electr.); Met. Zeitschr. **41**, 123, 1924.
82) K. Kähler, Met. Zeitschr. **38**, 190, 1921.
83) H. Prelinger, Wien. Ber. (IIa) **130**, 279, 1921; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. (3) **2**, 40, 1921.
84) A. Wigand, Ann. d. Phys. **66**, 81, 1921.
85) E. Everling u. A. Wigand, Ann. d. Phys. **66**, 261, 1921.
86) A. Wigand, Physik. Zeitschr. **22**, 623, 1921.
87) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **5**, 107, 1921.
88) W. Nernst, Das Weltgebäude im Lichte der neueren Forschung. Berlin 1921.
89) S. J. Mauchly, Phys. Rev. (2) **18**, 161 u. 477, 1921; **21**, 721, 1923; Bull. Nation. Research Council, Washington, Nr. 17, 73, 1922 (Amer. Geophys. Union, Sect. Terr. Magn. and Electr.); Terr. Magn. and Atm. Electr. **28**, 61, 1923.
90) W. F. G. Swann, Bull. Nation. Research Council, Washington, Nr. 17, 65, 1922 (Amer. Geophys. Union, Sect. Terr. Magn. and Electr.).
91) E. Marsden, Terr. Magn. and Atm. Electr. **27**, 101, 1922.
92) E. v. Schweidler, Terr. Magn. and Atm. Electr. **27**, 105, 1922.
93) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **11**, 379, 1922.
94) K. Hoffmann, Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **11**, 1, 1923.
95) H. Bongards, Physik. Zeitschr. **24**, 16 u. 295, 1923.
96) A. Gockel, Physik. Zeitschr. **24**, 500, 1923.
97) W. F. G. Swann, Phys. Rev. (2) **21**, 384, 1923.
98) H. F. Fruth, Phys. Rev. (2) **22**, 109, 1923.
99) R. M. Otis, Phys. Rev. (2) **22**, 198, 1923.
100) R. M. Otis, Phys. Rev. (2) **22**, 199, 1923.
101) R. A. Millikan u. J. S. Bowen, Phys. Rev. (2) **22**, 198, 1923; Transact. Internat. Geod. and Geophys. Union, Sect. Terr. Magn. and Electr., Rome Meeting 1922, Bull. Nr. 3, 150, 1923.
102) D. Pacini, Transact. Internat. Geod. and Geophys. Union, Sect. Terr. Magn. and Electr., Rome Meeting 1922, Bull. Nr. 3, 168, 1923.
103) V. Oberguggenberger, Wien. Ber. (IIa), **132**, 59, 1923.
104) W. Kolhörster (u. G. v. Salis), Berlin. Ber., phys.-math. Kl., 1923, S. 366.
105) W. F. G. Swann, Bull. Nation. Research Council, Washington, Vol. 7, Part 5, No. 41, S. 60, 1924 (Transact. Amer. Geophys. Union 1923).
106) G. Angenheister, Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1924, S. 81.

Halle a. S., Juli 1924.

(Eingegangen 1. August 1924.)

BESPRECHUNGEN.

H. Reichenbach, Axiomatik der relativistischen Raum-Zeit-Lehre. gr. 8°. X u. 161 S. (Die Wissenschaft, Bd. 72.) Braunschweig, Vieweg & Sohn, A.-G. 1924. M. 6.—, geb. M. 7.50.

Die bisherige physikalische Axiomatik stellt allgemeine Sätze an die Spitze, die nur indirekt bestätigt und deshalb höchstens mehr oder weniger wahrscheinlich genannt werden können. Reichenbach findet darin eine Schwierigkeit. Um ihr zu entgehen, will er Behauptungen über beobachtbare Tatsachen als Axiome an den Anfang setzen. Nun enthält aber jede Tatsachenbehauptung schon Theorie. Indes bedeutet das keine unüberwindliche Schwierigkeit, weil man Tatsachen benutzen kann, für deren Deutung es auf theoretische Vorstellungen innerhalb weiter Grenzen nicht ankommt. So kann man z. B. die Bewegung des Lichtes in starken Gravitationsfeldern beliebig ansetzen, seine Bewegung innerhalb des Beobachtungsfernrohres wird praktisch stets die gleiche sein. Reichenbach nennt solche Tatsachen elementare Tatsachen und benutzt nur solche, die ohne Berücksichtigung der Relativitätstheorie geprüft werden können.

Darauf baut sich nun die abstrakte Begriffswelt der Theorie auf. Dieser begriffliche Teil wird in Definitionen formuliert. Definitionen sind weder wahr noch falsch, sondern willkürlich. Sie müssen nur auf Eindeutigkeit, Widerspruchslosigkeit und unter Umständen auf Einfachheit untersucht werden. Die physikalische Definition ist im Unterschiede von der mathematischen stets Zuordnungsdefinition, d. h. sie ordnet eine mathematische Definition einem Elemente der Wirklichkeit zu.

Auf diese Weise wird die Relativitätstheorie eine Theorie, die weder wahr noch falsch ist; sie ergibt sich nicht zwangsläufig aus den „Axiomen", sondern sie stellt eine der möglichen Theorien dar, die sich von den anderen durch formale Vorzüge unterscheidet. Reichenbach benutzt zum Aufbau 11 Axiome, von denen sich die meisten wieder in mehrere zerlegen, und 27 Definitionen. Auf die Einzelzüge der Darstellung kann naturgemäß nicht eingegangen werden. Sie bringt einige interessante neue Überlegungen, und manche Gedanken der Theorie erscheinen in überraschenden Zusammenhängen und Einkleidungen.

Die Kritik findet, wie immer, genug angreifbare Einzelheiten. Sie könnte z. B. darauf hinweisen, daß manche Axiome, z. B. XI, nicht mehr der ursprünglichen Bestimmung entsprechen, daß Gleichzeitigkeit kein mathematischer Begriff ist. Ich möchte aber hier nur das Prinzipielle betonen, weil Reichenbach darauf den Hauptwert legt. Seine „Axiomatik" ist logisch durchaus verschieden von der eigentlichen Axiomatik (vgl. diese Zeitschr. **20**, 444, 1923); sie ist nichts weiter als die Systematisierung der historischen Entwicklung einer Theorie. Die Lehre von den „Definitionen" ist wenig durchdacht. Wenn man die Erde eine Kugel nennt, so ist die Relation zwischen Erde und Kugel natürlich weder wahr noch falsch, aber deshalb auch nicht willkürlich; indes ist das Urteil „die Erde ist eine Kugel" wahr oder falsch wie jedes Urteil. Die Theorie Reichenbachs wertet die Relativitätstheorie zu gering, wenn sie ihr Wahrheit oder Falschheit abspricht und nur formale Vorzugseigenschaften beilegt. Um die Relativitätstheorie philosophisch zu verstehen — das will Reichenbach mit seinem Buche —, muß man doch in etwas tiefere Schichten der Erkenntnis- und Gegenstandstheorie eindringen. Ich habe das in einem Buche (Die philosophischen Probleme der Einsteinschen

Relativitätstheorie, 1922, Bd. 39 der Sammlung „Die Wissenschaft") versucht, das auch implizite alle Gedanken enthält, die zur Beurteilung der Theorie Reichenbachs nötig sind. Aloys Müller.

Reinhold Rüdenberg, Elektrische Schaltvorgänge und verwandte Störungserscheinungen in Starkstromanlagen. gr. 8°. VIII u. 504 S. mit 477 Abbildungen im Text u. 1 Tafel. Berlin, Julius Springer. 1923. Geb. M. 20.—.

Unter Schaltvorgängen werden alle nicht stationären Erscheinungen in elektrischen Stromkreisen verstanden, die durch beabsichtigte oder, wie bei Kurz- und Erdschlüssen, unbeabsichtigte Änderungen der Schaltungen entstehen. Bei den riesigen Energiemengen, die in vielen Starkstrom- und Hochspannungsanlagen umgesetzt werden, ist die Kenntnis dieser Vorgänge außerordentlich wichtig, um die Ausführung der Anlagen zweckmäßig zu gestalten und die Schädigungen durch Schaltvorgänge nach Möglichkeit zu vermeiden. An den zahlreichen in der Literatur zerstreuten Arbeiten über diese Vorgänge hat der Verfasser bereits hervorragenden Anteil. Es ist ein sehr verdienstvolles Werk, dieses ganze Gebiet nun in Form eines Lehr- und Nachschlagebuches zusammenfassend behandelt zu haben.

Das Buch enthält 10 Kapitel in drei Abschnitten: A. Langsame Ausgleichsvorgänge in geschlossenen Stromkreisen. I. Einfache Stromkreise, II. Magnetisch verkettete Stromkreise, III. Schalten von Motoren, IV. Störung der Leitungsumgebung; B. Vorgänge in Stromkreisen mit gekrümmter Charakteristik. V. Lichtbogenwirkung, VI. Magnetische Sättigung, C. Schnelle Wanderwellen auf Leitungen. VII. Homogene Leitungen, VIII. Zusammengesetzte Leitungen, IX. Spulen und Kondensatoren, X. Leitungsnetze und Wickelungen.

Die Darstellung zeichnet sich durch außerordentliche Klarheit und Anschaulichkeit aus. Zahlreiche gute Abbildungen, graphische Darstellungen und Oszillogramme erläutern den Text. Die einzelnen Kapitel sind, dem Charakter des Nachschlagewerkes entsprechend, so gehalten, daß sie auch einzeln abgeschlossene Bilder geben. Das Buch wird nicht nur Elektrotechnikern äußerst willkommen sein, es wird auch den technischen Physikern viele Anregungen geben und hoffentlich auch in diesen Kreisen viele Freunde und weite Verbreitung finden. Reich.

I. Peters, Die mathematischen und physikalischen Grundlagen der Musik. kl. 8°. IV u. 35 S. m. einer Kurve. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1924. Kart. M. —.80.

Das Büchlein, Band 55 der Lietzmann-Wittingschen Bibliothek, gibt eine kurze und klare Darstellung der physikalischen Musiklehre. Es behandelt so ziemlich alle Fragen, die auf diesem Grenzgebiete auftauchen, von der physiologischen Theorie des Hörens und der Harmonielehre bis zu dem Bau der Musikinstrumente und der Hörsamkeit der Räume. Leider ist der Raum, auf dem diese Fülle des Stoffs zusammenzudrängen war, gar knapp bemessen; der Verfasser kann daher überall nur andeuten, nirgends ins Einzelne gehen. Die Schärfe des Ausdrucks läßt an manchen Stellen zu wünschen übrig. So wenn der Verf. von der Konsonanz als Folge kleiner Zahlen oder von dem kleinen Zahlenverhältnis konsonierender Töne spricht (S. 1 und 2). Die Behauptung, daß die pythagoreische Leiter von guten Sängern und Geigern oft, fast rein innegehalten werde (S. 8) und daß sie sich vornehmlich für die einstimmige Musik eigne (S. 11), ist sicher unrichtig. Schwer verständlich scheint mir der Abschnitt über das duale System; was „Durmoll" ist oder sein soll, kann der Eingeweihte erraten, aus den Ausführungen des Verfassers zu entnehmen ist es kaum. Trotz dieser kleinen Beanstandungen kann man das Büchlein als wohlfeile erste Einführung durchaus empfehlen. J. Wallot.

A. C. Elsbach, Kant und Einstein. Untersuchungen über das Verhältnis der modernen Erkenntnistheorie zur Relativitätstheorie. gr. 8°. VIII u. 374 S. Berlin und Leipzig, W. de Gruyter & Co. 1924. M. 8.—, geb. M. 9.20.

Über Kant wird bekanntlich viel gestritten. Elsbach nimmt seine Raum- und Zeitlehre in der Auffassung der Marburger Schule (Cohen, Natorp, Cassirer) und versucht nun zu zeigen, daß Kant und Einstein bis auf einen Punkt vollständig übereinstimmen. Dieser Punkt ist das Verhältnis von Raum und Zeit, die Kant noch als selbständige Invarianten behandelt hat, während die Relativitätstheorie lehren soll, daß „Raum und Zeit gleichartig sind und nicht mehr verschieden" (S. 353). Im wesentlichen wiederholt das etwas zu ausführliche Buch nur die Gedanken von Cassirer (Zur Einsteinschen Relativitätstheorie, 1921).

Dem Philosophen wäre es leicht zu zeigen, wie weder das Resultat Elsbachs noch auch sein Gegenteil zutrifft. Der Physiker wird in dem Buche nichts finden, was ihn interessiert. Er muß nur gelegentliche schiefe Auffassungen zurückweisen; so lehrte z. B. die Relativitätstheorie durchaus nicht die Gleichartigkeit von Raum und Zeit. Aloys Müller.

Druckfehlerberichtigung.

Zum Artikel H. Krefft in Nr. 14.

S. 355. 2. Spalte, Zeile 15 v. u. lies 1100 bis 1300 Volt. statt .... bis 1130 Volt.

S. 357. Tabelle 5. Spalte zu ergänzen $V_{max} = 5500$ Volt in der vierten Reihe.

S. 366. fehlt die Unterschrift: München, physikal. Institut der Universität.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der ord. Professor für angewandte Physik an der Universität Jena Dr. Wienfried Schumann in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule in München, der Professor der Experimentalphysik an der Universität Cambridge Sir Ernest Rutherford zum Dr. of science h. c. der Universität Toronto.

Berufen: Prof. Dr. P. Scherrer (Zürich) hat die Berufung an das Physikalische Institut der Universität Bern abgelehnt; der a. o. Prof. H. Greinacher (Zürich) erhielt einen Ruf als ord. Prof. an die Universität Bern (Nachfolger von Prof. Förster) und hat diesen Ruf angenommen.

Gestorben: Der ord. Professor an der Johns Hopkins University Baltimore Dr. Joseph E. Gilpin, der Herausgeber der „Zeitschrift für das gesamte Schieß- und Sprengstoffwesen" Dr. Richard Escales in München, der Honorarprofessor für physikalische Grundlagen der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Salomon Kalischer.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz

Hörsaal- und Laboratorien-Einrichtungen

Physikalische Apparate

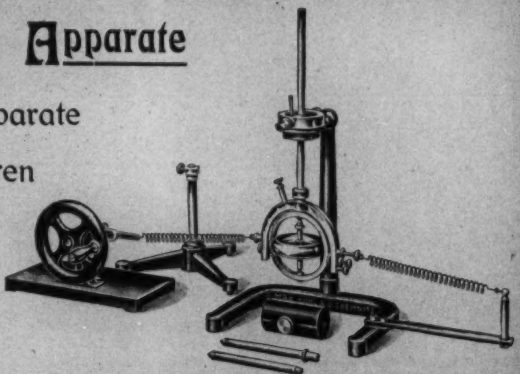
Projektions-Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Sonderlisten auf Wunsch



Kreiselapparat nach Prof. Dr. Eugen Meyer
zur Demonstration der Verwendung des Kreisels in der Technik

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Elektronenröhren

von

Dr. H. Barkhausen

I. Band

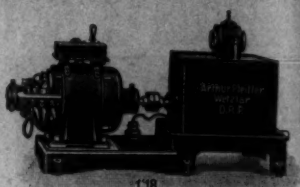
(Elektronentheoretische Grundlagen, Verstärker)

Mit 54 Abbildungen

Zweite umgearbeitete Auflage

Preis geheftet 4 G.-M., gebunden 5 G.-M.

Pfeiffer's



1:18

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde

Photometer aller Systeme

Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.

Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Oscillographen

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

1:20

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.

Listen von Abt. H anfordern.

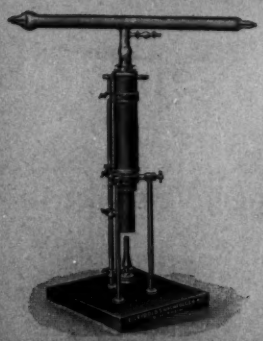
Vgl. Techn. Physik, 1924, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall

nach Prof. Gaede

D.R.P. und Auslandspatente angemeldet



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm

„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.